

ІНСТИТУТ ФІЗИКИ ВИСОКИХ ЕНЕРГІЙ І ЯДЕРНОЇ ФІЗИКИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ НАУКОВИЙ ЦЕНТР
«ХАРКІВСЬКИЙ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»
НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ІМЕНІ В.Н. КАРАЗІНА
МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

ТІМЧЕНКО Ірина Сергіївна

УДК 539.171

ДИСЕРТАЦІЯ
**КУЛОНОВА СУМА ТА КУЛОНОВА ЕНЕРГІЯ
ЯДРА ${}^7\text{Li}$**

Спеціальність 01.04.16 – фізика ядра,
елементарних частинок і високих енергій
(фізико-математичні науки)

Подається на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних дослідження. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело.

І.С. Тімченко



Науковий керівник **БУКИ Олександр Юрійович**
кандидат фізико-математичних наук, с.н.с.

Харків – 2019

АНОТАЦІЯ

Тімченко І.С. Кулонова сума та кулонова енергія ядра ${}^7\text{Li}$. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.16 – фізика ядра, елементарних частинок і високих енергій (фізико-математичні науки). – Інститут фізики високих енергій і ядерної фізики Національного наукового центру «Харківський фізико-технічний інститут» Національної академії наук України; Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, м. Харків, 2019.

У дисертації наведено результати дослідження особливостей кулонової суми $S_L(q)$ та кулонової енергії E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$, використовуючи дані з інклюзивного розсіювання електронів у широкому діапазоні початкових енергій E_0 і кутів розсіювання θ . Для цього було здобуто значення поздовжньої функції відгуку $R_L(q_c, \omega)$ при постійних переданих імпульсах q_c у діапазоні від 0.750 до 1.625 фм $^{-1}$, з яких знайдено величини кулонової суми $S_L(q)$. Використовуючи ці дані, а також оцінки значення $S_L(q)$ при $q = 0.55; 0.65$ фм $^{-1}$ з високою точністю знайдено величину кулонової енергії E_{coul} досліджуваного ядра.

Метою цього дослідження була перевірка залежності поведінки кулонової суми $S_L(q)$ від ступеня кластеризації ядра, а також вивчення структури ядра ${}^7\text{Li}$ шляхом порівняння величин кулонової енергії E_{coul} та її доданків I_1, I_2 з аналогічними даними для ядер ${}^6\text{Li}$ та ${}^4\text{He}$.

Обґрунтовано актуальність здобуття в широкому діапазоні переданих імпульсів q_c експериментальних значень поздовжньої функції відгуку $R_L(q_c, \omega)$, кулонової суми $S_L(q)$ та кулонової енергії E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$. Наведено перелік методичних завдань, які необхідно вирішити для досягнення поставленої мети, а також відомості про наукову новизну здобутих результатів та їхнє практичне значення, про особистий внесок

дисертанта в результати дослідження, про публікації та апробацію результатів дослідження, структуру та основний зміст дисертації.

Подано відомості про кулонову поправку до енергії електронів, що взаємодіють з ядрами мішені, а також наведено перелік основних термінів і формул, які використовуються в тексті для викладення матеріалу дисертації.

Наведено відомості про експериментальне устаткування СП-95 на лінійному прискорювачі електронів ЛПЕ-300 та 8-ми каналний сцинтиляційно-черенковський лічильник, за допомогою яких були здобуті дані з інклюзивного розсіяння електронів на ядрах ${}^6,{}^7\text{Li}$ та ${}^{12}\text{C}$. Описано мішені, які використовувалися у вимірюваннях, і подано їхні основні характеристики, що необхідно для перетворення первинної інформації про кількість апаратних відліків у перерізи.

Описано методику обробки результатів вимірювань, які були розроблені та використані для знаходження значень поздовжньої функції відгуку, кулонової суми та кулонової енергії ядра ${}^7\text{Li}$.

Подано описання різних типів фона у вимірюваних спектрах розсіяних електронів і способи їхнього врахування в даних. Обговорюється питання фона випадкових збігів, фізичного фона та фона e^- з фотонародження e^+, e^- -пар у мішені. Описана методика розрахунку внеску останнього типу фона в спектри, яка дає змогу суттєво скоротити час моделювання цього процесу та оцінити його величину в умовах вимірювань використовуваних спектрів. Наведено описання методу врахування домішки ізотопу ${}^6\text{Li}$ у речовині мішеней.

Особливу увагу приділено питанню коригування спектрів розсіяних електронів на радіаційно та іонізаційні ефекти, яке є найбільш складним етапом обробки даних вимірювань. Було проведено аналіз результатів використання формул з різних літературних джерел для радіаційно-іонізаційного коригування піка пружного розсіяння електронів. Для наближеного методу розрахунку радіаційного хвоста піка пружного розсіяння – методу

еквівалентного радіатора – були визначені межі застосування та обґрунтована можливість його використання в радіаційно-іонізаційному коригуванні спектрів непружного розсіювання. Описана процедура розрахунку радіаційно-іонізаційних ефектів у всьому спектрі, наведено основні формули. Обговорюється питання можливості проведення радіаційно-іонізаційного коригування у «плоскому» підході для випадку, коли немає набору спектрів, вимірюваних при одному куті розсіювання, і визначена точність такої процедури на прикладі спектрів здобутих при $\theta = 160^\circ$.

Проведено перевірку даних формфактора основного стану ядра ^{12}C , які використовувалися як еталонні для абсолютизації результатів вимірювань на ядрі ^7Li . У цих даних була знайдена 3%-ва систематична похибка, яка була врахована при обробці експериментальних спектрів $^7\text{Li}(e,e')$.

Описано здобуття з експериментальних перерізів значень поздовжньої функції відгуку $R_L(q_c, \omega)$ при постійних переданих імпульсах q_c за методом Розенблюта. Для випадку, коли є набір кутових функцій відгуку, що виміряні при різних θ , запропоновано наближений підхід знаходження значень $R_L(q_c, \omega)$ та подано його обґрунтування.

Після проведення аналізу екстраполяції поздовжньої функції відгуку в область $\omega \rightarrow \infty$, здобуто значення кулонової суми $S_L(q)$ як зі знайдених значень $R_L(q_c, \omega)$, так і оцінки цієї величини при $q = 0.55 \text{ фм}^{-1}$ та 0.65 фм^{-1} .

Розглядається аномалія в залежності кулонової суми від переданого імпульсу ядра ^7Li у порівнянні з поведінкою цієї величини раніше досліджуваних ядер. Для аналізу особливостей кулонової суми ядра ^7Li запропоновано процедуру визначення величини переданого імпульсу q_p , при якому функція $S_L(q)$ виходить на плато своїх значень у межах похибок експериментальних даних. Унаслідок було встановлено зв'язок кулонової суми зі ступенем кластеризації ядра.

Як додатковий аргумент чутливості $S_L(q)$ до структури ядра проведено порівняння експериментальних значень кулонової суми ядра ^7Li з її розрахунком, виконаним у підході двокластерної моделі ядра, наведено

основні моменти розрахунку кулонової суми і доведено, що спостерігається якісне узгодження теорії та експерименту.

Використовуючи знайдені експериментальні значення кулонової суми ядра ${}^7\text{Li}$ при $q = (0.550 \div 1.625) \text{ фм}^{-1}$, а також наявні у літературі дані зарядового формфактора основного стану цього ядра та електричного формфактора протона, здобуто з високою точністю в безмодельному підході величину кулонової енергії E_{coul} . Наведено порівняння здобутих для ядра ${}^7\text{Li}$ значень кулонової енергії E_{coul} та її доданків I_1 , I_2 з відповідними величинами ядер ${}^6\text{Li}$ та ${}^4\text{He}$.

Основні результати роботи:

- *Уперше* здобуто експериментальні значення $R_L(q_c, \omega)$, $S_L(q)$ та E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$.
- У знайдених значеннях кулонової суми ядра ${}^7\text{Li}$ проявилася аномальна поведінка $S_L(q)$, що раніше спостерігалось на ядрі ${}^6\text{Li}$. Ця аномалія була пояснена високою чутливістю $S_L(q)$ до ступеня кластеризації ядра. Як додатковий аргумент зв'язку $S_L(q)$ з кластеризацією ядра, проведено порівняння експериментальних значень кулонової суми з теоретичним розрахунком, який виконано на основі двокластерної моделі ядра. Доведено якісне узгодження теорії та експерименту.
- Здобуто значення повної кулонової енергії E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$, яке дорівнює $E_{\text{coul}} = (1.928 \pm 0.038 \pm 0.026) \text{ МеВ}$, де перша похибка статистична, а друга – систематична. Порівняння знайденого $E_{\text{coul}}({}^7\text{Li})$ з $E_{\text{coul}}({}^6\text{Li})$ свідчить про те, що середньоквадратичний зарядовий радіус ядра ${}^7\text{Li}$ менший за радіус ${}^6\text{Li}$, що узгоджується з раніше спостережуваним в експерименті з пружного розсіяння електронів на ${}^7\text{Li}$ і ${}^6\text{Li}$ відношенням середньоквадратичних радіусів цих ядер, яке дорівнює 0.948 ± 0.008 .
- Порівняння експериментальних значень другого доданка I_2 з формули E_{coul} для ядер ${}^7\text{Li}$ і ${}^4\text{He}$ дає результат $I_2({}^7\text{Li})/I_2({}^4\text{He}) = 0.88 \pm 0.06$. Значення цього відношення вказує на те, що ефективний лінійний розмір α -кластера ядра ${}^7\text{Li}$ більший за розмір ${}^4\text{He}$.

Також у висновках наведено перелік методичних підходів, розроблених та використаних для здобуття результатів дисертації:

- Для оцінки внеску фону e^- з фотонародження e^+, e^- -пар у речовині мішені в спектрах ${}^7\text{Li}(e, e')$, розроблена методика розрахунку, яка дала змогу суттєво скоротити час моделювання цього процесу.
- Створено та протестовано програмний код для радіаційно-іонізаційного коригування спектрів, розсіяних на ядрах електронів. Знайдено межі застосування методу еквівалентного радіатора для розрахунку радіаційного хвоста піка пружного розсіювання електронів.
- Виявлено 3%-ву систематичну похибку в еталонних даних форм-фактора основного стану ядра ${}^{12}\text{C}$, що було враховано при абсолютизації даних ${}^7\text{Li}(e, e')$.
- Досліджено поведінку функції відгуку при великих переданих енергіях, що необхідно для екстраполяції експериментальних $R_L(q_c, \omega)$ в область $\omega \rightarrow \infty$.

Ключові слова: ядро ${}^7\text{Li}$, інклюзивне розсіювання електронів, радіаційні та іонізаційні ефекти, поздовжня функція відгуку, кулонова сума, кулонова енергія, кластеризація ядер.

ABSTRACT

Timchenko I.S. Coulomb sum and Coulomb energy of the ^7Li nucleus.

– Qualification scientific paper, manuscript.

Thesis for a Candidate Degree in physical and mathematical sciences by speciality 01.04.16 – Physics of nuclei, elementary particles and high energies. Institute of high-energy physics and nuclear physics National Science Centre "Kharkov Institute of Physics and Technology", National Academy of Sciences of Ukraine; V.N. Karazin Kharkiv National University, the Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2019.

In the thesis the research results of the ^7Li nucleus Coulomb sum and its features are presented. The investigations are based on the inclusive electron scattering data in a wide range of initial energies E_0 and scattering angles θ . As a result of these studies, at constant momentum transfers q_c ranging from 0.750 to 1.625 fm $^{-1}$ the values of longitudinal response function $R_L(q_c, \omega)$ were obtained, and then the obtained $R_L(q_c, \omega)$ were used to find the values of the Coulomb sum $S_L(q)$. Using these data, as well as evaluations of the $S_L(q)$ value at $q = 0.55$ fm $^{-1}$ and 0.65 fm $^{-1}$, the value of the ^7Li Coulomb energy E_{coul} was found with high accuracy.

The aim of the investigation was the verification of the dependence of the behaviour of the Coulomb sum versus the degree of nuclear clustering, the study of the ^7Li nucleus structure by comparing the Coulomb energy value E_{coul} and its components I_1, I_2 with the similar ones for the ^6Li and ^4He nuclei.

The urgency of obtaining experimental values of the longitudinal response function and the Coulomb sum of the ^7Li nucleus in a wide range of momentum transfers q_c to investigate the properties of the studying nucleus is grounded. The number of methodical techniques required to achieve the goal is pointed out. The information about the scientific novelty of the obtained results and their practical significance, about the individual contribution of the applicant in the

research results, the publication and approbation of the thesis results, the structure and the main content of the thesis is provided also.

The information about the Coulomb correction to the energy of electrons interacting with the ^7Li nuclei is shown. Also, a list of basic terms and formulas used in the text for the presentation of the thesis material is given.

The experimental equipment of the SP-95 spectrometer on the linear accelerator LUE-300 (Kharkiv) and the 8-channel scintillation-cherenkov counter, which were used to obtain data from the ^7Li nuclei inclusive electron scattering, are described briefly. The targets used in the measurements are described and their main characteristics which are necessary for the conversion of the primary information about the number of hardware counts to the cross-section are given.

The methods for processing the measurement results, which were developed and used to find the values of the longitudinal response function and the Coulomb sum are listed.

The various background kinds in the measured spectra of scattered electrons and their accounting in the data are described. The question of the random coincidences background, the physical background and the background of e^- from photoproduction e^+, e^- -pairs in the target are discussed. The technique of calculating the contribution of the background of e^- from photoproduction e^+, e^- -pairs in the spectrum is described. This technique allowed significantly reduces the simulation time of this process and obtain the magnitude of this background in the conditions of the spectra under consideration measurements. The description of the calculation method of the ^6Li isotope impurity in the target material is given.

Particular attention is given to the problem of the radiation and ionization effects in the scattered electron spectra which is the most complicated stage in the processing of these measurements. The results analysis of the using of formulas from various literary sources for the radiation correction of the elastic electrons scattering peak was carried out. The application limits were

determined for the approximate method of calculating the elastic peak radial tail – the equivalent radiator method. The possibility of the using of the equivalent radiator method in radiation correction of the inelastic part of the spectrum was substantiated. The procedure for calculating radiation-ionization effects in the whole spectrum is described; the formulas for this procedure are given. The question of the possibility of spectra radiation correction in the "plane" approach when there is no set of spectra measured at the same one scattering angle is discussed. The procedure accuracy is shown on the example of the spectra obtained at $\theta = 160^\circ$.

The data from the elastic electron scattering by the ^{12}C nuclei, which were used as standard for the normalization of the ^7Li measurements results, was verified. The 3% systematic error was found in these data, which should be taken into account during the experimental spectra normalization.

The procedure of the obtaining of the longitudinal response functions $R_L(q_c, \omega)$ at constant momentum transfer values by the Rosenblut method is described. In the case when there is a set of total response functions for various values θ , an approximated method for extraction of the $R_L(q_c, \omega)$ values is proposed and justified.

After analyzing of the extrapolation of the longitudinal response function into the region $\omega \rightarrow \infty$, the Coulomb sum values $S_L(q)$ were obtained from the found $R_L(q_c, \omega)$ values at $q = 0.750 \dots 1.625 \text{ fm}^{-1}$. The estimated values of $S_L(q)$ were obtained at $q = 0.55 \text{ fm}^{-1}$ and 0.65 fm^{-1} .

It is considered an anomaly dependence of the ^7Li nucleus Coulomb sum from momentum transfers in the comparison with the behavior of the Coulomb sums of previously investigated nuclei. To analyze this feature of the Coulomb sum behavior, a procedure for determination of the momentum transfers value q_p , at which the function $S_L(q)$ reaches its values plateau, is proposed. As a result, it is established that the dependence of the Coulomb sum from the degree of nucleus clusterization is close to the linear one.

As an additional argument of sensitivity $S_L(q)$ to the nucleus structure, the comparison of the experimental values of the ${}^7\text{Li}$ Coulomb sum with its calculation, which performed on the basis of the nucleus cluster model, was done. The main points of the Coulomb sum calculating are given and it is proved that there is a qualitative agreement between theory and experiment.

Using the obtained experimental values of the ${}^7\text{Li}$ Coulomb sum at $q = (0.550 \div 1.625) \text{ fm}^{-1}$, as well as the available in the literature data of the charge ground state form factor of this nucleus and the electric form factor of the proton, the non-model value of the Coulomb energy E_{coul} was obtained with high accuracy. The result of the comparison of the values E_{coul} , I_1 and I_2 for ${}^7\text{Li}$ nucleus with the corresponding values for the ${}^6\text{Li}$ and ${}^4\text{He}$ nuclei is given.

The main thesis results are:

- The experimental values of $R_L(q_c, \omega)$, $S_L(q)$ and E_{coul} of the ${}^7\text{Li}$ nucleus were obtained for the first time.
- The obtained Coulomb Sum values of the ${}^7\text{Li}$ nucleus determined the anomalous behaviour of $S_L(q)$, which was observed for the ${}^6\text{Li}$ nucleus earlier. This anomaly was explained by the high sensitivity of $S_L(q)$ to the degree of nuclear clustering. As an additional argument for $S_L(q)$ with nuclear clustering, the comparison of experimental Coulomb sums with a theoretical calculation performed on the basis of the cluster structure of the nucleus was carried out and a qualitative agreement between the theory and experiment was proved.
- The value of the ${}^7\text{Li}$ nucleus Coulomb energy E_{coul} was obtained, which is equal to $E_{\text{coul}} = (1.928 \pm 0.038 \pm 0.026) \text{ MeV}$, where the first uncertainty is statistical and the second one is systematic. The comparison of the found $E_{\text{coul}}({}^7\text{Li})$ with $E_{\text{coul}}({}^6\text{Li})$ indicates that the root mean squared radius of the ${}^7\text{Li}$ nucleus is smaller than the one of the ${}^6\text{Li}$ nucleus. This fact is consistent with the previously observed in the experiment of elastic electron scattering by the ${}^7\text{Li}$ and ${}^6\text{Li}$ nuclei the ratio of the root mean squared radii of these nuclei which is equal to 0.948 ± 0.008 .

- The comparison of the experimental values I_2 from the expression E_{coul} for the ${}^7\text{Li}$ and ${}^4\text{He}$ nuclei yields the result of $I_2({}^7\text{Li})/I_2({}^4\text{He}) = 0.88 \pm 0.06$. This leads to the conclusion that, within the framework of the two-cluster model of the ${}^7\text{Li}$ nucleus ($\alpha + t$), the effective linear size of the α -cluster should be larger than the one of the ${}^4\text{He}$ nucleus.

Also in the conclusions the list of methodological developments, which were done and used in the thesis, is given:

- To calculate the contribution of the background e^- from photoproduction of the e^+, e^- -pairs in the target in the ${}^7\text{Li}(e, e')$ spectra, the calculation method has been developed which allowed to significantly reduce the time of this process modelling.

- The programme code for radiation-ionization correction of electron scattering spectra was created and tested. The limits of the application of the equivalent radiator method for calculating the radiation tail of the electrons scattering elastic peak are found.

- The 3% systematic error has been found in the reference data from the elastic electron scattering by the ${}^{12}\text{C}$ nucleus. This fact was taken into account when the data of our work was normalized.

- The extrapolation of the response functions to the region of large transferred energies was investigated.

Keywords: ${}^7\text{Li}$ nucleus, inclusive electron scattering, radiation and ionization effects, longitudinal response function, Coulomb sum, Coulomb energy, clustering of nuclei.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Публікації, які увійшли до міжнародних наукометричних баз:

1. Buki A. Yu., Shevchenko N. G., **Timchenko I. S.** Coulomb sums for ${}^7\text{Li}$ nucleus at 3-momentum transfers $q = 1.250 \dots 1.625 \text{ fm}^{-1}$ // Problems of atomic science and technology. 2009. № 3(51). P. 38–42. (Особистий внесок здобувача: обробка первинних даних вимірювань спектрів ${}^7\text{Li}(e, e')$, здобуття експериментальних значень поздовжньої функції відгуку в широкому діапазоні переданих імпульсів за допомогою методу Розенблюта; обчислення значень кулонової суми досліджуваного ядра; участь в аналізі здобутих результатів.) (Входить до SCOPUS)
2. **Timchenko I. S.**, Buki A. Yu. Application of the equivalent radiator method for radiative corrections to the spectra of elastic electron scattering by nuclei // Ядерна фізика та енергетика. 2015. Т.16, №2. С. 209–214. (Особистий внесок здобувача: розробка програми розрахунку радіаційного хвоста піка пружного розсіювання як у точному підході, так і в наближеному – методі еквівалентного радіатора; розрахунки радіаційного хвоста піка пружного розсіювання для низки ядер у точному та наближеному підходах; участь в аналізі та визначенні меж застосування методу еквівалентного радіатора.) (Видання входить до SCOPUS)
3. Buki A. Yu., **Timchenko I. S.** The Coulomb sum of ${}^7\text{Li}$ // Ядерна фізика та енергетика. 2018. Т.19, №2. С. 103–110. (Особистий внесок здобувача: дослідження поведінки кулонової суми ядра ${}^7\text{Li}$ від переданого імпульсу при $q \rightarrow 0$, що було необхідно для визначення величини кулонової енергії досліджуваного ядра; участь у знаходженні значень кулонової енергії та її складових, аналіз здобутих результатів.) (Видання входить до SCOPUS)
4. Efros V. D., **I. S. Timchenko**, Buki A. Yu. Relation between (e, e') sum rules in ${}^6,7\text{Li}$ and ${}^4\text{He}$ nuclei: Experiment and cluster model // Eur. Phys. J. 2016. Vol. A52. P. 275–281. DOI:10.1140/epja/i2016-16275-x. (Особистий внесок

здобувача: обробка первинних даних вимірювань спектрів ${}^7\text{Li}(e,e')$, здобуття експериментальних значень поздовжньої функції відгуку в широкому діапазоні переданих імпульсів за допомогою методу Розенблюта; обчисленням значень кулонової суми досліджуваного ядра; участь в аналізі здобутих результатів.) (Видання входить до SCOPUS)

Публікації у наукових фахових виданнях України:

5. Buki A. Yu., **Timchenko I. S.** Manifestation of nuclear clusterization in Coulomb sums // East Eur. J. Phys. 2018. Vol. 5, №1. P. 36–40. DOI: 10.26565/2312-4334-2018-1-03. (Особистий внесок здобувача: дослідження залежності КС від переданого імпульсу для ядер ${}^4\text{He}$, ${}^{6,7}\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{48}\text{Ca}$, ${}^{56}\text{Fe}$, при цьому були знайдені значення переданого імпульсу q_p , при якому кулонова сума досліджуваних ядер виходить на свої постійні значення в межах експериментальних похибок. Участь в аналізі зв'язку знайдених q_p з параметром x ступеня кластеризації ядра, в результаті чого було встановлено лінійний зв'язок між величинами q_p та x .)

Публікації, які додатково відображають результати дисертації

6. Буки А. Ю., Ненько И. А., Шевченко Н. Г., **Тимченко И. С.** Экстраполяция экспериментальных функций отклика ядер ${}^2\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ степенной функцией // Вісн. Харків. нац. ун-ту. Серія фізична «ядра, частини, поля». 2005. № 664, вип. 2(27). С. 45–50. (Особистий внесок здобувача: дослідження вибору необхідної кількості експериментальних величин поздовжньої функції відгуку $R_L(q_c, \omega)$ для апроксимації функції екстраполяції; обчисленням параметрів функції екстраполяції, яка описує значення $R_L(q_c, \omega)$ в області великих переданих енергій.)

7. Buki A. Yu., **Timchenko I. S.** About absoluteness of data on elastic electron scattering with ${}^{12}\text{C}$ nucleus // Problems of atomic science and technology. 2007. № 5(48). С. 45–47. (Особистий внесок здобувача: ревізія та коригування даних зарядового формфактора основного стану ядра ${}^{12}\text{C}$,

що використовуються як «еталонні». Знайдено 3%-ву систематичну похибку в цих даних, що враховано при нормуванні даних вимірювань спектрів ${}^7\text{Li}(e,e')$, використовуваних у роботі.)

8. **Timchenko I. S.**, Buki A. Yu. Calculation of (e^+,e^-) -pair contribution to the spectra of electrons scattered by nuclei // East Eur. J. Phys. 2015. Vol. 2, №2. С. 38–43. (Особистий внесок здобувача: моделюванням процесу проходження електронів крізь речовину мішені на GEANT-3; участь у розробці методики оптимізації моделювання фотонародження e^+,e^- -пар у мішені; розрахунок величини фону e^- з фотонародження e^+,e^- -пар у мішені для умов вимірювань на ${}^{208}\text{Pb}$, які були доступні в літературі; розрахунок величини внеску цього фону в умовах вимірювань спектрів ${}^7\text{Li}(e,e')$, що використовувалися в роботі.)

Наукові праці апробаційного характеру (тези доповідей на наукових конференціях)

9. Буки А. Ю., Шевченко Н. Г., **Тимченко И. С.** Исследование экстраполяций функций отклика ядер ${}^2\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : III конф., 28 лютого – 4 березня 2005 р. : тези доп. Харків, 2005. С. 30–31. (Особистий внесок здобувача: дослідження вибору необхідної кількості експериментальних величин поздовжньої функції відгуку $R_L(q_c, \omega)$ для апроксимації функції екстраполяції; обчислення параметрів функції екстраполяції, яка описує значення $R_L(q_c, \omega)$ в області великих переданих енергій.)

10. Буки А. Ю., **Тимченко И. С.** Об абсолютности данных упругого рассеяния электронов на ядре ${}^{12}\text{C}$ // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : V конф., 26 лютого – 2 березня 2007 р. : тези доп. Харків, 2007. С. 70. (Особистий внесок здобувача: ревізія та коригування даних зарядового формфактора основного стану ядра ${}^{12}\text{C}$, що використовуються як еталонні при нормуванні даних вимірювань спектрів ${}^7\text{Li}(e,e')$, що використовувалися в роботі.)

11. Буки А. Ю., Шевченко Н. Г., **Тимченко И. С.** Функции отклика ядра ${}^7\text{Li}$ при переданном 3-импульсе $q = 1.250 \dots 1.625 \text{ фм}^{-1}$ // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : VI конф., 25 – 29 лютого 2008 р. : тези доп. Харків, 2008. С. 84. (Особистий внесок здобувача: автор займався обробкою первинних даних вимірювань спектрів ${}^7\text{Li}(e, e')$, знаходження експериментальних значень поздовжньої функції відгуку в широкому діапазоні переданих імпульсів за допомогою методу Розенблюта; обчислення значень кулонової суми досліджуваного ядра; участь в аналізі здобутих результатів.)
12. **Тимченко И. С.**, Буки А. Ю. Метод эквивалентного радиатора в радиационной корректировке спектров // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : VIII конф., 16 – 20 березня 2015 р. : тези доп. Харків, 2015. С. 89–90. (Особистий внесок здобувача: розробка програми розрахунку радіаційного хвоста піка пружного розсіяння як у точному підході, так і в наближеному – методі еквівалентного радіатора; проведення розрахунків радіаційного хвоста піка пружного розсіяння для низки ядер у точному та наближеному підходах; участь в аналізі та визначенні меж застосування методу еквівалентного радіатора.)
13. **Тимченко И. С.**, Буки А. Ю. Фон (e^+, e^-) -пар в данных электроядерного эксперимента // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : VIII конф., 16 – 20 березня 2015 р. : тези доп. Харків, 2015. С. 89. (Особистий внесок здобувача: моделюванням процесу проходження електронів крізь речовину мішені на GEANT-3; участь у розробці методики оптимізації моделювання фотонародження e^+, e^- -пар у мішені; розрахунок величини фону e^- з фотонародження e^+, e^- -пар у мішені для умов вимірювань на ${}^{208}\text{Pb}$, які були доступні в літературі; розрахунок величини внеску цього фону в умовах вимірювань спектрів ${}^7\text{Li}(e, e')$, що використовувалися в роботі.)
14. **Тимченко И. С.**, Буки А. Ю. Аномальное поведение кулоновской суммы изотопов лития / Фізика високих енергій, ядерної фізики та

прискорювачів : XIV конф., 22 – 25 березня 2016 р. : тези доп. Харків, 2016. С. 54. (Особистий внесок здобувача: дослідження залежності КС від переданого імпульсу для ядер ^4He , $^6,^7\text{Li}$, ^{12}C , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{56}Fe , знайдення значень переданого імпульсу q_p , при якому кулонова сума досліджуваних ядер виходить на свої постійні значення в межах експериментальних похибок. Участь в аналізі зв'язку знайдених значень q_p з параметром x ступеня кластеризації ядра, в результаті чого було встановлено лінійний зв'язок між величинами q_p та x .)

15. Буки А. Ю., **Тимченко И. С.** Кулоновская энергия ядра ^7Li // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : XIV конф., 22 – 25 березня 2016 р. : тези доп. Харків, 2016. С. 53. (Особистий внесок здобувача: дослідження поведінки кулонової суми ядра ^7Li від переданого імпульсу при $q \rightarrow 0$, що необхідно для визначення величини кулонової енергії досліджуваного ядра; участь у знаходженні значень кулонової енергії та її складових, а також аналіз здобутих результатів.)

ЗМІСТ

	Стор.
ВСТУП.....	20
РОЗДІЛ 1. ОСНОВНІ ТЕРМІНИ ТА ФОРМУЛИ	31
Висновки до Розділу 1.....	35
РОЗДІЛ 2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ УСТАТКУВАННЯ ТА ФІЗИЧНІ ВИМІРЮВАННЯ.....	36
2.1. Експериментальне устаткування СП-95 на прискорювачі електронів ЛПЕ-300.....	36
2.2. 8-ми канальний сцинтиляційно-черенківський лічильник електронів.....	38
2.3. Мішені.....	40
2.4. Фізичні вимірювання.....	43
Висновки до Розділу 2.....	45
РОЗДІЛ 3. ОБРОБЛЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ ВИМІРЮВАНЬ. ЗДОБУТТЯ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ЗНАЧЕНЬ $R_L(q, \omega)$ ТА КУЛОНОВОЇ СУМИ $S_L(q)$ ЯДРА ${}^7\text{Li}$	46
3.1. Поправки до спектрів розсіяних електронів	47
3.1.1. Фон випадкових збігів.....	47
3.1.2. Фізичний фон	51
3.1.3. Фон електронів із фотонародження e^+, e^- -пар у мішені...	52
3.1.4. Урахування домішки ізотопу ${}^6\text{Li}$ у речовині мішені	59
3.1.5. Урахування радіаційних та іонізаційних поправок	64
3.1.5.1. Радіаційні та іонізаційні ефекти.....	65
3.1.5.2. Методика врахування поправок на радіаційні та іонізаційні ефекти.....	66
3.1.5.3. Радіаційне коригування піка пружного розсіяння електронів на ядрі.....	68

3.1.5.4. Розрахунок радіаційного хвоста піка пружного розсіяння	73
3.1.5.5. Метод еквівалентного радіатора для розрахунку радіаційного хвоста піка пружного розсіяння. Межі застосування метода.....	78
3.1.5.6. Радіаційне коригування непружної частини спектра	86
3.1.6. Абсолютизація результатів вимірювань за даними з пружного розсіяння електронів на ядрах ^{12}C	95
3.2. Поздовжня функція відгуку $R_L(q_c, \omega)$ при постійних значеннях переданого імпульсу q_c	98
3.2.1. Виділення з експериментальних кутових функцій відгуку значень $R_L(q_c, \omega)$	98
3.2.2. Процедура інтерполяції даних для знаходження $R_L(q_c, \omega)$	100
3.2.3. Здобуття експериментальних $R_L(q_c, \omega)$ у наближеному підході.....	102
3.3. Кулонова сума $S_L(q)$ ядра ^7Li	107
3.3.1. Значення $S_L(q)$ з експериментальних поздовжніх функцій відгуку	107
3.3.2. Екстраполяція експериментальних $R_L(q_c, \omega)$ в область великих переданих енергій ω	109
3.3.3. Значення параметра степеневі функції α для екстраполяції $R_L(q_c, \omega)$ ядра ^7Li	112
3.3.4. Оцінки величини $S_L(q)$ ядра ^7Li із спектрів, виміряних при малих переданих імпульсах.....	113
3.3.5. Урахування внеску рівня збудження з $\varepsilon = 0.47 \text{ MeV}$ у значеннях кулонової суми.....	116
3.3.6. Експериментальні значення $S_L(q)$ ядра ^7Li	117

Висновки до Розділу 3.....	119
РОЗДІЛ 4. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ.....	122
4.1. Аномальна поведінка кулонової суми ядра ${}^7\text{Li}$	122
4.2. Зв'язок $S_L(q)$ зі степенем кластеризації ядра.....	123
4.3. Прояв кластерної природи ядра ${}^7\text{Li}$ у розрахунках $S_L(q)$	126
4.4. Повна кулонова енергія ядра ${}^7\text{Li}$	129
4.4.1. Експериментальне визначення E_{coul}	130
4.4.2. Аналіз експериментального значення E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$	136
Висновки до Розділу 4.....	139
ВИСНОВКИ.....	141
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	143
ДОДАТОК А. Список публікацій здобувача за темою дисертації та відомості про апробацію результатів дисертації	156
ДОДАТОК Б. Кінематичні характеристики спектрів ${}^7\text{Li}(e,e')$, вико- ристовуваних у роботі	161

ВСТУП

Атомне ядро довгий час вважалося точковою структурою. Розвиток експериментальної техніки на початку 30-их років XX століття дав змогу «побачити», що ядро це система з Z протонів і N нейтронів, які заповнюють невелику область простору, близько 10^{-13} см. Експерименти на пучках високоенергетичних γ -квантів і електронів дали змогу визначити розміри ядер і розподіл густини заряду в них. Було вивчено розподіл нуклонів за імпульсами і визначено ряд характеристик ядер у збудженому стані – енергія збудження, зведені ймовірності переходів, перехідні радіуси і т.п. Сучасні експерименти з розсіяння електронів направлені на поглиблення наших знань про структуру ядра та ядерні сили.

У 60-70-их роках у практику описання електроядерної взаємодії широко входять функції відгуку ядра, які розширили поняття формфактора на весь спектр переданих енергій [1;2]. У цьому підході переріз інклюзивного розсіяння електронів можна розвинути на поздовжню $R_L(q_c, \omega)$ і поперечну $R_T(q_c, \omega)$ функції відгуку [3]. Поздовжня функція відгуку описує розсіяння електронів, що відбувається внаслідок їхньої кулонової (електростатичної) взаємодії з ядром, і вона чутлива до моделі нуклон-нуклонної (н.-н.) взаємодії та структури ядра. Поперечна функція відгуку є результатом взаємодії електрона з ядром за допомогою поперечної компоненти електромагнітного поля. Ця функція чутлива до мезонних обмінних струмів і конвекційних струмів протонів. Отже, у порівнянні з перерізами експериментальні функції відгуку містять більш диференційовану і однозначну інформацію про ядро. Внаслідок цього для порівняння з розрахунками більш ефективно використовувати експериментальні функції відгуку. Слід відзначити, що нині розрахунки функцій відгуку базуються на сучасних моделях н.-н. взаємодії, а їхнє порівняння з експериментом по суті є тестом для використовуваних моделей.

Однак, такі розрахунки дуже складні і дотепер проведені тільки для невеликого числа ядер. Так, для ядер з атомною вагою $A \leq 4$ розраховані поздовжні функції відгуку $R_L(q_c, \omega)$ у роботах [4-7], а для поперечної функції відгуку – у роботах [8-10]. Що стосується більш важких ядер, то поздовжня і поперечна функції відгуку були розраховані за методом Монте-Карло в підході функцій Гріна тільки для ^{12}C [11]. Ці розрахунки ґрунтувалися на реалістичних двох- і трьох-нуклонних взаємодіях. Ймовірно, що для ядер $^{6,7}\text{Li}$ розрахунки $R_L(q_c, \omega)$ та $R_T(q_c, \omega)$ будуть виконані в недалекому майбутньому.

Методика модельно-незалежні правила сум [12;13], на відміну від розрахунків функцій відгуку, для яких необхідно знати хвильові функції початкового і кінцевого стану системи, не вимагає знання кінцевої хвильової функції, тобто залежить від меншого числа початкових припущень. В окремих випадках, як стверджується в роботі [14], з правил сум можна виключити і залежність від хвильової функції початкового стану системи (модельно-незалежні правила сум).

Результатом розрахунку за правилами сум є моменти функції відгуку ядра. Відзначимо, що нульовий момент поздовжньої функції відгуку розглядається найчастіше, його прийнято називати кулоною сумою (KC) і позначати $S_L(q)$. Аналіз залежності KC від переданого імпульсу при $q < 2$ фм⁻¹ довів її чутливість до н.-н. кореляцій [15;16], а з інтеграла $S_L(q)$ по переданому імпульсі можна обчислити кулонову енергію E_{coul} і визначити ступінь кластеризації ядра [17].

Обґрунтування вибору теми дослідження. Дотепер експериментальні значення функцій відгуку $R_T(q_c, \omega)$ та $R_L(q_c, \omega)$ здобуті в лабораторіях Bates (США) та Saclay (Франція) в області $q = (1.5 \div 3.4)$ фм⁻¹ на 8 ядрах: ^2H , ^3H , ^4He [18-21], ^{40}Ca [22], ^{48}Ca [23], ^{56}Fe [24-26], ^{208}Pb [27] и ^{238}U [28]. Крім того, у Saclay при $q \geq 1.0$ фм⁻¹ такі вимірювання виконані на ядрі ^{12}C

[29]. У Stanford (США) здобуто значення $R_{LT}(q_c, \omega)$ ядер $^3,^4\text{He}$ [30] та ^{56}Fe при $q \approx 5.3 \text{ фм}^{-1}$ [31].

У Національному науковому центрі «Харківський фізико-технічний інститут» (ННЦ ХФТІ) на прискорювачі електронів ЛПЕ–300 були здобуті функції відгуку в області $q = (0.75 \div 1.625) \text{ фм}^{-1}$, а саме для ядер ^2H [32] ($R_{LT}(q_c, \omega)$ при $q = 1.05 \text{ фм}^{-1}$), ^4He ($R_T(q_c, \omega)$ при q від 0.75 до 1.5 фм^{-1} [33]; $R_L(q_c, \omega)$ при $q = (0.875 \div 1.250) \text{ фм}^{-1}$ [34;35]), ^6Li ($R_{LT}(q_c, \omega)$ при $q = (0.8 \div 1.5) \text{ фм}^{-1}$ [17]; $R_L(q_c, \omega)$ при $q = (1.125 \div 1.625) \text{ фм}^{-1}$ [36]), ^6Li ($R_T(q_c, \omega)$ при $q = (0.8 \div 2.3) \text{ фм}^{-1}$ [37]; $R_L(q_c, \omega)$ при $q = (0.750 \div 1.625) \text{ фм}^{-1}$ [38]) та ^{12}C ($R_L(q_c, \omega)$ при $q = (0.95 \div 1.35) \text{ фм}^{-1}$ [16;39]). Ці експериментальні значення функцій відгуку використано для знаходження нульових моментів поздовжньої та поперечної функцій відгуку.

Дослідження функцій відгуку та їхніх моментів продовжується і нині. Так, у роботах [40;41] переглянуто обробку експериментальних даних, які необхідні для знаходження значень кулонової суми ядер ^{12}C , ^{40}Ca , ^{56}Fe . Унаслідок цього виникла дискусія [42;43], яка стала поштовхом для нових вимірювань проведених у JLab для вивчення $KС$ ядер ^4He , ^{12}C , ^{56}Fe та ^{208}Pb при $q = (2.8 \div 5.1) \text{ фм}^{-1}$ [44;45]. У ННЦ ХФТІ також тривають дослідження функцій $R_{LT}(q_c, \omega)$ та їхніх моментів ядер ^2H , ^4He , $^{6,7}\text{Li}$ [47-49].

Вивчення властивостей функцій відгуку та їхніх моментів у випадку ядер ізотопів літію [36-38;47-50] має особливий інтерес. Це пов'язано з тим, що всі ядра, для яких раніше досліджувалася $KС$, некластеризовані або слабо кластеризовані за винятком $^{6,7}\text{Li}$ [51;52].

Перші результати $KС$ ядра ^6Li [36] проявили особливість у поведінці $S_L(q)$. Справа в тому, що характер залежності величини $KС$ від переданого імпульсу всіх досліджених ядер подібний: із збільшенням переданого імпульсу q величина $S_L(q)$ росте доки при деякому переданому імпульсі не виходить на постійні значення (плато функції $KС$ у межах експериментальних похибок даних). Для майже всіх раніше досліджених ядер значен-

ня переданого імпульсу виходу на плато KC приблизно 2 фм^{-1} . На рис. В.1 як приклад «звичайної» поведінки кулонової суми від переданого імпульсу зображено експериментальні значення KC ядра ${}^4\text{He}$ з робіт [21;27;35].

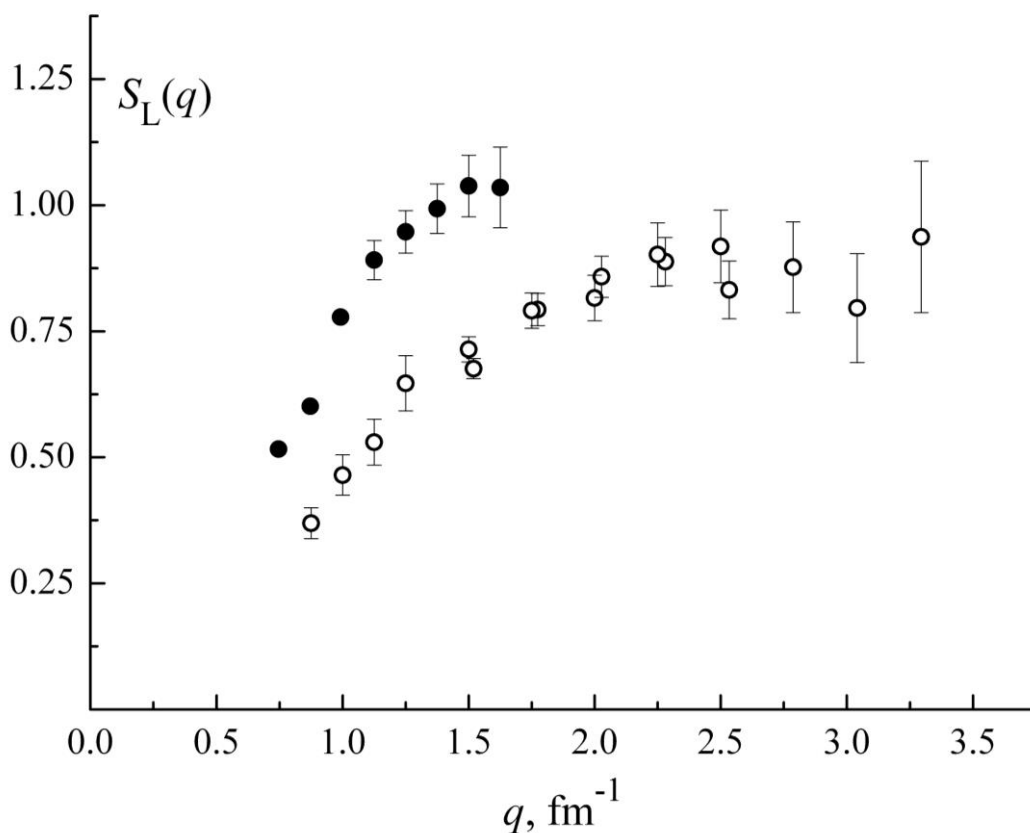


Рис. В.1. Кулонова сума ядер ${}^4\text{He}$ та ${}^6\text{Li}$. Позначення: відкриті кружки – ${}^4\text{He}$ [21;27;35], закриті кружки – ${}^6\text{Li}$ [36;38]

У роботах [36;38] були здобуті значення $S_L(q)$ ядра ${}^6\text{Li}$ і доведено, що поведінка цієї величини відрізняється від випадку інших ядер. Так, $S_L(q)$ ядра ${}^6\text{Li}$ виходить на плато при переданому імпульсі близько 1.35 фм^{-1} [48], що значно раніше по q , ніж для ${}^4\text{He}$ та інших ядер.

У роботах [36;47] була запропонована гіпотеза, що порівняно низьке значення переданого імпульсу виходу на плато функції KC у випадку ядра ${}^6\text{Li}$ може бути пов'язано з проявом у кулоновій сумі кластеризації, яка властива цьому ядру. Ця гіпотеза була підтверджена в роботі [48], де виявлено зв'язок між параметром x ступеня кластеризації ядра і значенням переданого імпульсу виходу на плато KC на прикладі ядер ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{48}\text{Ca}$, ${}^{56}\text{Fe}$. Крім того, у роботі [38] було виконано теоретичний розра-

хунок KC ядра ${}^6\text{Li}$ на основі кластерної моделі ядра, який довів гарне узгодження теорії та експерименту.

При більш строгому підході до питання зв'язку KC з кластеризацією ядра необхідно провести подібні дослідження і на ядрі ${}^7\text{Li}$, яке має таку ж високу ступінь кластеризації, як і ядро ${}^6\text{Li}$. Прояв у поведінці KC ядра ${}^7\text{Li}$ тих же особливостей, як і у випадку ${}^6\text{Li}$, стало б підтвердженням висунутої гіпотези про зв'язок функції $S_L(q)$ із кластеризацією та підвищило б обґрунтованість знайденої закономірності [48].

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.

Дисертаційну роботу виконано відповідно до планів держбюджетних тем, які виконуються в Інституту фізики високих енергій та ядерної фізики Національного наукового центру «Харківський фізико-технічний інститут». Дисертація ґрунтується на наукових результатах, здобутих при виконанні планових бюджетних програм

– “Дослідження взаємодії електронів і γ -квантів з ядрами в реакціях розсіяння, поділу, розщеплення, збудження ізомерних станів ядер на лінійному та електростатичному прискорювачах електронів ННЦ ХФТІ (НДР 080906UR0010).

– «Дослідження фото-електроядерних реакцій та механізмів взаємодії випромінювання з речовиною на реконструйованому прискорювачі ЛПЕ-300» (НДР 0111U009551).

Дисертант приймав участь у перерахованих роботах як виконавець, а його науковий внесок відображено у матеріалах дисертації.

Мета і завдання дослідження. Метою цієї роботи є здобуття експериментальних значень поздовжньої функції відгуку $R_L(q_c, \omega)$ та KC у широкому діапазоні переданих імпульсів і кулонової енергії E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$.

Для досягнення поставленої мети необхідно вирішити такі задачі:

– виконати математичне моделювання фотонародження e^+, e^- -пар у мішені та оцінити величину фону від e^- з e^+, e^- -пар у спектрах ${}^7\text{Li}(e, e')$, що використовуються в роботі;

– провести літературний пошук та аналіз наявної інформації про радіаційно-іонізаційне коригування спектрів розсіяних електронів і розробити обчислювальну програму для проведення цих коригувань;

– виконати обробку первинних даних ${}^7\text{Li}(e, e')$ з урахуванням усіх типів фону та поправок, здобути експериментальні перерізи розглядуваного процесу;

– урахувати в даних вимірювань ${}^7\text{Li}(e, e')$ вплив домішки ${}^6\text{Li}$, який у речовині мішеней складає за вагою 6.2%;

– опрацювати спектри пружного розсіювання електронів на ядрах ${}^{12}\text{C}$ і переглянути літературні дані формфактора основного стану цього ядра, які далі будуть використані як еталонні для нормування спектрів ${}^7\text{Li}(e, e')$;

– здобути значення кутових функцій відгуку $R_\theta(q, \omega)$ досліджуваного ядра у широкому діапазоні початкових енергій E_0 та кутів розсіювання θ електронів;

– використовуючи метод Розенблюта, розвинути кутові функції відгуку на поздовжню $R_L(q_c, \omega)$ та поперечну $R_T(q_c, \omega)$ функції відгуку при постійних значеннях переданого імпульсу q_c ;

– провести екстраполяцію значень експериментальної поздовжньої функції відгуку в область великих переданих енергій;

– знайти значення $S_L(q)$ ядра ${}^7\text{Li}$ у широкому діапазоні переданих імпульсів q_c ;

– визначити значення E_{coul} досліджуваного ядра.

Об'єкт дослідження – інклюзивне розсіювання електронів на ядрі ${}^7\text{Li}$.

Предмет дослідження – поздовжня функція відгуку і кулонова сума ядра ${}^7\text{Li}$.

Методи дослідження – метод числового моделювання проходження електронів крізь речовину (GEANT-3) для оцінки внеску фону e^- з фотонародження e^+, e^- -пар у мішені в спектри ${}^7\text{Li}(e, e')$; метод мінімізації функції χ^2 для знаходження параметрів функцій екстраполяції та інтерполяції експериментальних даних; метод Розенблюта для розвинення перерізів на поздовжню та поперечну функції відгуку.

Наукова новизна здобутих результатів. Уперше здобуто значення поздовжньої функції відгуку $R_L(q, \omega)$, кулонової суми $S_L(q)$ та кулонової енергії E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$. Визначено аномалію в поведінці KC ядра ${}^7\text{Li}$, як і раніше у випадку ${}^6\text{Li}$. При цьому здобуто такі нові результати:

- розроблено алгоритм, що дає змогу істотно скоротити час моделювання процесу фотонародження e^+, e^- -пар у мішені;
- запропоновано методику аналізу поведінки поздовжньої функції відгуку при великих переданих енергіях і знайдено значення показника степеневі функції, яка використовується для екстраполяції функції відгуку в область $\omega \rightarrow \infty$.
- проведено ревізію даних формфактора основного стану ядра ${}^{12}\text{C}$ і знайдено в них 3%-ву систематичну похибку, що було враховано при абсолютизації експериментальних даних ${}^7\text{Li}(e, e')$, використовуваних в роботі.

Практична значимість здобутих результатів. Здобуто значення $R_L(q_c, \omega)$ та $S_L(q)$ ядра ${}^7\text{Li}$, які можуть бути використані для тестування сучасних моделей н.-н. взаємодії в ядрі.

Виявлена залежність величини переданого імпульсу виходу на плато функції KC від параметра x ступеня кластеризації ядра може бути використана для експериментального визначення цього параметра для ядер, у яких є достатня кількість значень $S_L(q)$.

Знайдене значення кулонової енергії E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$ спільно з такими ж даними для ${}^4\text{He}$ і ${}^6\text{Li}$ має важливе значення у дослідженні кластеризації ядер.

Особистий внесок здобувача. Постановка завдання належить науковому керівнику кандидату фіз.-мат. наук Буки Олександру Юрійовичу. Всі наукові результати, які виносяться на захист, здобуто при безпосередній участі дисертанта.

В опублікованих роботах здобувачу належить:

у [53;54] – мінімізація функції χ^2 для знаходження параметрів екстраполяційної функції, яка описує значення $R_L(q_c, \omega)$ в області великих переданих енергій; дослідження вибору необхідної кількості експериментальних даних $R_L(q_c, \omega)$ для апроксимації функції екстраполяції;

у [55;56] – ревізія та коригування даних формфактора основного стану ядра ^{12}C з роботи [57];

у [58;59] – створення програм розрахунку радіаційного хвоста від піка пружного розсіювання, як у точному підході, так і в наближенні методу еквівалентного радіатора, тестування цих розрахунків за даними з робіт [60;61], визначення меж застосування методу еквівалентного радіатора;

у [62;63] – моделювання процесу проходження електронів крізь речовину мішені на GEANT-3, участь у розробці методики оптимізації моделювання цього процесу, проводив розрахунок величини фону e^- з фотонародження e^+, e^- -пар у мішені для умов вимірювань на ^{208}Pb , які були доступні в літературі; провів розрахунок величини внеску цього фону в умовах вимірювань спектрів $^7\text{Li}(e, e')$, що використовувалися в роботі;

у [38;50;64] – обробка даних вимірювань $^7\text{Li}(e, e')$, здобуття експериментальних значень поздовжньої функції відгуку в широкому діапазоні переданих імпульсів за методом Розенблюта; знаходження KC цього ядра, участь в аналізі та обговоренні здобутих результатів;

у [47;48] – аналіз експериментальних значень KC ядер ^4He , $^6,^7\text{Li}$, ^{12}C , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{56}Fe для дослідження залежності $S_L(q)$; визначення переданого імпульсу q_p , при якому кулонова сума досліджуваних ядер виходить на

свої постійні значення в межах експериментальних похибок; встановлення зв'язку між значеннями q_p та параметром x ступеня кластеризації ядра;

у [49;65] – дослідження KC ядра ${}^7\text{Li}$ при $q \rightarrow 0$ для визначення повної кулонової енергії; участь у знаходженні значень кулонової енергії та її доданків; обговорення та аналіз здобутих результатів.

Необхідно відзначити, що проблема радіаційного коригування спектрів розсіяних електронів загалом розроблялася здобувачем: було проведено аналіз наявної в літературі інформації з цього питання, розроблено алгоритм і написано програмний код для розрахунку радіаційних поправок у спектрах, проведено тестування цих програм на прикладі розрахунків інших авторів.

Апробація результатів дослідження. Основні результати дисертаційної роботи були представлені в 7 тезах. Вони доповідалися і здобули позитивну оцінку на

«Конференціях по фізиці високих енергій, ядерній фізиці та прискорювачам», м. Харків, 2005, 2007, 2008, 2009, 2013, 2015, 2016 рр.;

Міжнародній школі молодих учених по ядерній фізиці та енергетиці, Алушта, Крим, 2007 р.;

“LV national conference on nuclear physics. Frontiers in the physics of nucleus”, St.-Petersburg, Russia, 2005 р.;

Міжнародній конференції «Сучасні проблеми ядерної фізики і атомної енергетики», м. Київ, 2008 р.

Публікації. Результати, викладені в дисертації, опубліковано в журналах: Вісник Харківського національного університету. Сер. фізична "Ядра, частинки, поля" [54], Східноєвропейський фізичний журнал [48;63], Питання атомної науки і техніки. Сер. «Ядерно-фізичні дослідження» [50;56], «Ядерна фізика та енергетика» [49;59], European Physics Journal A [38] та в тезах зазначених вище конференцій. Статті [38;49;50;59] містяться в базі даних SCOPUS. Усі публікації виконано у співавторстві

Структура дисертації. Дисертаційна робота містить вступ, 4 розділи основного тексту, висновки і список використаних джерел, який складається з 124 найменування, два додатки. Загальний обсяг дисертації складається з 161 сторінки (обсяг основного тексту – 121 сторінка, які містять 44 рисунки та 10 таблиць).

У *вступі* дисертаційної роботи висвітлено актуальність тематики дослідження, мета, завдання, наукова новизна і практичне значення здобутих результатів, зв'язок роботи з науковими програмами і особистий внесок здобувача.

У *першому розділі* містяться відомості про кулонову поправку до енергії електронів, що взаємодіють з ядром, а також подано основні терміни та формули, що мають відношення до проведеного дослідження.

У *другому розділі* наведено короткий опис експериментального устаткування, на якому було здобуто дані, вказані особливості вимірювань і характеристики використовуваних мішеней.

У *третьому розділі* наведено описання процедури поетапної обробки даних вимірювань. Дано визначення фону випадкових збігів, фізичного фону, фону електронів з фотонародження e^+, e^- -пар у мішені і способи їхнього врахування в даних. Подано процедуру обчислення впливу домішки ізотопу ${}^6\text{Li}$ у речовині мішені на значення перерізу і приведено детальний опис радіаційно-іонізаційного коригування спектрів. Описано нормування результатів вимірювань даних пружного розсіяння електронів на ядрах ${}^{12}\text{C}$ і наведено результати перевірки значень формфактора основного стану ${}^{12}\text{C}$, що використовуються як еталонні. Розповідається про процедури знаходження значень поздовжньої функцій відгуку і кулонової суми при постійних переданих імпульсах.

У *четвертому розділі* подано здобуті в дисертації результати. Розповідається про особливості поведінки $K\text{C}$ ядра ${}^7\text{Li}$ від переданого імпульсу і доведено зв'язок $K\text{C}$ зі ступенем кластеризації ядра. Також наводиться

порівняння результатів теоретичного розрахунку кулонової суми, виконаного в підході кластерної моделі ядра ${}^7\text{Li}$, зі здобутими значеннями $S_L(q)$. Описано процедуру знаходження кулонової енергії E_{coul} досліджуваного ядра та її доданків I_1 , I_2 , проаналізовано їхні значення в порівнянні з такими ж значеннями ядер ${}^6\text{Li}$ та ${}^4\text{He}$.

У *Висновках* наводяться основні результати дисертаційної роботи і висновки з них.

У *Додатку А* міститься список публікацій здобувача за темою дисертації та відомості про апробацію результатів дисертації, а в *Додатку Б* – перелік кінематичних характеристик спектрів ${}^7\text{Li}(e,e')$, використовуваних у роботі.

РОЗДІЛ 1

ОСНОВНІ ТЕРМІНИ ТА ФОРМУЛИ

Електрон з початковою енергією E_0 після розсіяння на ядрі відхиляється від первісної траєкторії на кут θ , що називається кутом розсіяння. При цьому енергія електрона після розсіяння стає E' , а ядру передається енергія (передана енергія) $\omega = E_0 - E'$, тривимірний q і чотиривимірний Q передані імпульси (далі, відповідно, передані 3- та 4-імпульси).

Кулонова поправка. Під впливом електростатичного (кулонового) поля ядра з зарядом Z і середньоквадратичним зарядовим радіусом $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ відбувається спотворення падаючої електронної хвилі і, як наслідок, енергія налітаючого електрона зростає. Для того, щоб врахувати цей ефект у вимірюваних перерізах, було запропоновано кілька різних методів [66-74]. Найбільш простим способом урахування цього ефекту є наближення ефективного моменту або *ЕМА* (Effective Momentum Approximation), точність якого згідно [75] краще 1% «при досить високих енергіях і переданих імпульсах». Перевірка цього методу була виконана в роботі [76], в якій порівнювали квазіпружне розсіяння електронів і позитронів на ядрах ^{12}C та ^{208}Pb при початкових енергіях до 500 MeV. Було доведено, що *ЕМА* адекватно відтворює електронне та протонне розсіяння у випадку обох ядер. У наближенні *ЕМА* значення квадратів переданих 3- та 4-імпульсів дорівнюють

$$q^2 = 4 \cdot E_{0,eff} \cdot [E_{0,eff} - \omega] \cdot \sin^2(\theta/2) + \omega^2, \quad (1.1)$$

$$Q^2 = q^2 - \omega^2, \quad (1.2)$$

де $E_{0,eff} = E_0 + U_{eff}$ – ефективна енергія взаємодії електрона з ядром. У роботах [76;77] доведено, що значення поправки до початкової енергії

дорівнює $U_{eff} = k \cdot U(0)$, де $k = 0.8$ у випадку квазіпружного розсіяння та $k = 1.0$ для піка пружного розсіяння. Значення потенціалу в центрі ядра $U(0)$ для легких ядер має вигляд [66]

$$U(0) = \frac{4}{3} \frac{Ze^2}{\langle r^2 \rangle^{1/2}}, \quad (1.3)$$

де e – заряд електрона.

Такий спосіб урахування кулонової поправки було застосовано, наприклад, у роботах [27;35], присвячених дослідженню функцій відгуку та кулонової суми. Відзначимо, що для ядра ${}^7\text{Li}$ величина $U(0)$ дорівнює 2.4 MeV, а її вплив на значення переданого 3-імпульсу в даній роботі коливав від 1.0% до 2.7% у районі максимуму квазіпружного піка.

У лабораторній системі координат передана ядру енергія розподіляється на кінетичну енергію руху центру мас ω_k (енергію видатності ядра) і енергію збудження ядра ε : $\omega = \omega_k + \varepsilon$. Величина $\omega_k \cong Q^2/(2M)$, де M – маса ядра. При пружному розсіянні $\omega = \omega_k$ і в цьому випадку переданий 3-імпульс записують як

$$q_{el} = 2\eta E_{0,eff} \sin(\theta/2), \quad (1.4)$$

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{1 + 2 \frac{E_0}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}}} \quad (1.5)$$

η – кінематична поправка [12].

У експериментах з розсіяння електронів на ядрі вимірюють залежність апаратних відліків від E' . Ця залежність, після її множення на E_0/E' , називається спектром, який відрізняється від двічі диференціального перерізу $d^2\sigma(\theta, E_0, E')/d\Omega dE'$ тільки нормування. Як приклад на рис. 1.1

схематично зображено спектр розсіяних на ядрі електронів. Підпис під цим рисунком визначає природу електроядерних процесів, які відображаються у структурі спектра.

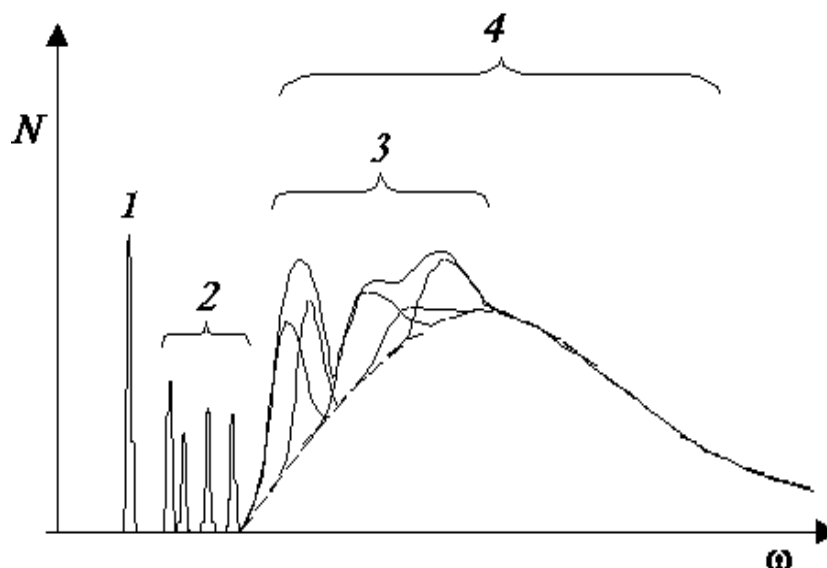


Рис. 1.1. Спектр розсіяних електронів (схематичне зображення). 1 — пік основного стану ядра; 2 — піки дискретних збуджених станів ядра; 3 — область гігантських резонансів; 4 — пік квазіпружного розсіяння електронів на нуклонах ядра

Для дослідження характеристик окремих піків, таких як пік пружного розсіяння або збуджені стани ядра, використовують поняття форм-фактора, квадрат якого можна записати у вигляді

$$F^2(q) = \eta^2 \frac{d\sigma(\theta, E_0)}{d\Omega} / Z^2 \sigma_M(\theta, E_0), \quad (1.6)$$

де $\frac{d\sigma(\theta, E_0)}{d\Omega}$ — площа під розглядуваним піком,

$$\sigma_M(\theta, E_0) = \left(\frac{e^2 \cos(\theta/2)}{2E_0 \sin^2(\theta/2)} \right)^2 - \text{переріз Мота, який описує розсіяння елект-}$$

рона на точковому безспіновому ядрі з одиничним зарядом.

На відміну від реальних фотонів, що мають тільки поперечну поляризацію, поляризація віртуальних фотонів електромагнітного поля може

бути як поперечною, так і поздовжньою. Відповідно до поляризації фотонів, за допомогою яких збуджується той чи інший стан ядра (або, у випадку пружного розсіяння електронів, проявляється структура основного стану), формфактори поділяються на поперечні $F_T(q)$ і поздовжні $F_L(q)$. Згідно роботи [2], ці формфактори пов'язані з величиною $F^2(q)$ із формули (1.6) співвідношенням

$$F^2(q) = \left(\frac{Q^2}{q^2} \right)^2 F_L^2(q) + \left[\frac{1}{2} \frac{Q^2}{q^2} + \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right] F_T^2(q). \quad (1.7)$$

У 60-70-их роках у практику дослідження електроядерної взаємодії широко входять функції відгуку ядра, які представляють собою розширення поняття формфактора на весь спектр переданих енергій [1;2]. У цьому підході переріз розсіяння електронів можна записати через поздовжню $R_L(q, \omega)$ і поперечну $R_T(q, \omega)$ функції відгуку [3] у вигляді

$$R_\theta(q, \omega) = \frac{Q^4}{q^4} R_L(q, \omega) + \left[\frac{1}{2} \frac{Q^2}{q^2} + \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right] R_T(q, \omega), \quad (1.8)$$

$$R_\theta(q, \omega) = \frac{d^2 \sigma(\theta, E_0, E')}{d\Omega dE'} \bigg/ \sigma_M(\theta, E_0), \quad (1.9)$$

де $R_\theta(q, \omega)$ – кутова функція відгуку.

Для знаходження поздовжньої $R_L(q, \omega)$ і поперечної $R_T(q, \omega)$ функцій відгуку використовується метод Розенблюта [3], який у випадку вимірювань під двома кутами розсіяння електронів θ_1 і θ_2 , можна записати як точне рішення системи двох рів. (1.8). Вирази для $R_L(q, \omega)$ та $R_T(q, \omega)$ мають вигляд

$$R_T(q, \omega) = \frac{R_{\theta_1}(q, \omega) - R_{\theta_2}(q, \omega)}{tg^2(\theta_1/2) - tg^2(\theta_2/2)}, \quad (1.9a)$$

$$R_L(q, \omega) = \frac{q^4}{Q^4} \cdot \left\{ R_{\theta_1}(q, \omega) - \left(\frac{Q^2}{2 \cdot q^2} + tg^2(\theta_1/2) \right) \cdot R_T(q, \omega) \right\}. \quad (1.9b)$$

Висновки до розділу 1

У цьому розділі для вивчення проблеми врахування кулонової поправки в даних з розсіяння електронів на ядрі здійснено огляд наявних у літературі наближених методів. Унаслідок аналізу літературних джерел для обробки даних цієї роботи прийнято наближений метод врахування кулонової поправки – *ЕМА*. Також наведено оцінку впливу кулонового коригування по *ЕМА* на здобуті результати.

У розділі наведено основні терміни та формули, які використовуються в роботі для обробки експериментальних даних.

Доведено перевагу використання поздовжньої та поперечної функцій відгуку для дослідження електромагнітних властивостей ядра в порівнянні з перерізом інклюзивного розсіяння електронів. Для виділення функцій відгуку з перерізу розсіяних електронів запропоновано використовувати метод Розенблюта.

РОЗДІЛ 2

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ УСТАТКУВАННЯ ТА ФІЗИЧНІ ВИМІРЮВАННЯ

У 1964 році в Харківському фізико-технічному інституті почалися ядерно-фізичні дослідження на експериментальному устаткуванні СП-95 лінійного прискорювача електронів ЛПЕ-300. На цьому устаткуванні вивчалися розподіли густини заряду та намагніченості в атомних ядрах, характеристики їхніх збуджених станів і електродезінтеграції. Результати проведених досліджень опубліковані у більш ніж 300 друкованих роботах. Експериментальне устаткування СП-95, яке є експериментальною базою всіх цих досліджень, детально описано в багатьох публікаціях (див., наприклад, [78-80]), тому далі подано його опис у короткій формі.

2.1. Експериментальне устаткування СП-95 на прискорювачі електронів ЛПЕ-300

На рис. 2.1 зображена схема експериментального устаткування СП-95. Магніт 1 повертає пучок електронів з лінійного прискорювача в систему паралельного переносу, яка складається з двох поворотних магнітів 1 і 2, набору квадрупольних лінз 4, монохроматора 3. Ця конструкція необхідна для монохроматизації пучка електронів і очищення його від гальмівних γ -квантів, які народжуються на внутрішніх поверхнях електронопроводу прискорювача і на коліматорах. Далі електрони потрапляють на ядерну мішень 7, що розташована в багаточарунковому мішенному пристрої. У даній роботі використовувалися два мішеневих пристрої: 4-ох чарунковий – для вимірювань під кутами розсіяння електронів $\theta > 120^\circ$ і дистанційно керований 12-ти чарунковий – для вимірювань під меншими кутами. Для контролю розмірів і положення пучка використовувалася

службова мішень, що була покрита за допомогою клею шаром порошку штучного рубіна. Ця речовина під дією електронів світилася і робила видимим місце на мішені, де крізь неї проходив пучок. Телевізійна камера 6 слугувала для передачі зображення плями, що світиться, на телевизор пульта управління. Після проходження мішені пучок потрапляв на монітор вторинної емісії 8, який вимірював струм пучка електронів на мішені. Калібрування монітора проводилося за допомогою циліндра Фарадея 9. В об'ємах електропроводів і камери розсіяння устаткування робочий вакуум був 10^{-6} мм ртутного стовпа. Основні характеристики пучка електронів на мішені наведені в табл. 2.1.

Електрони, розсіяні на досліджуваній мішені, потрапляли на магнітний спектрометр секторного виду 10, в якому вони аналізувалися по імпульсам, а потім реєструвалися 8-ми каналним сцинтиляційно-

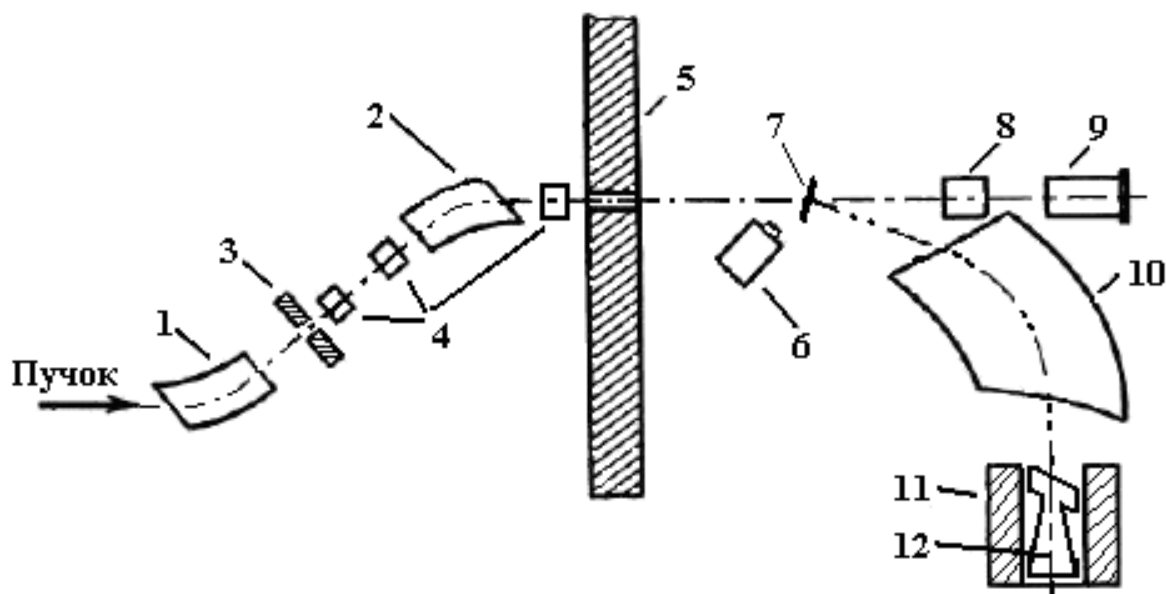


Рис. 2.1. Схема експериментального устаткування СП-95.

1, 2 – поворотні магніти; 3 – монохроматор; 4 – квадрупольні лінзи; 5, 11 – радіаційний захист; 6 – телевізійна камера; 7 – багаточарунковий мішенний пристрій; 8 – монітор вторинної емісії; 9 – циліндр Фарадея; 10 – магнітний спектрометр; 12 – лічильник електронів. Елементи, зображені зліва від радіаційного захисту 5, зображені в горизонтальній площині, а справа – у вертикальній. Пунктирно-штрихова лінія – пучок електронів з прискорювача; двопунктирна-штрихова лінія – центральна траєкторія електронів, розсіяних на мішені та реєструємих лічильником 12

черенківським лічильником 12. Для вимірювання напруженості поля магніту застосовувався датчик ядерного магнітного резонансу. Радіаційний захист 5, 11 необхідний для зниження числа фонових відліків лічильника електронів. Характеристики спектрометра наведено в табл. 2.1.

Таблиця 2.1

Умови вимірювань і основні параметри магнітного спектрометра СП-95

Характеристики пучка електронів	
Діапазон початкових енергій електронів	$(90 \div 260) \text{ MeV}$
Частота струмових посилок прискорювача	50 Гц
Тривалість струмових посилок прискорювача	$\sim 10^{-6} \text{ сек}$
Середній струм пучка електронів	$(0.001 \div 0.3) \cdot 10^{-6} \text{ A}$
Поперечний розмір пучка на мішені	$(0.1 \div 0.8) \text{ см}$
Монохроматичність пучка електронів	$\sim 0.5 \%$
Характеристики спектрометра СП-95	
Діапазон кутів, під якими можуть реєструватися розсіяні електрони	$20^\circ \div 160^\circ$
Діапазон енергій розсіяних електронів, що можуть аналізуватися спектрометром	$(40 \div 400) \text{ MeV}$
Світлосила спектрометра	$2.89 \cdot 10^{-3} \text{ ср}$
Роздільна здатність спектрометра за імпульсами при діаметрі пучка 4.5 мм	0.08%
Робочий діапазон захвату спектрометра за імпульсами	$\pm 5\%$
Дисперсія у фокальній площині	13.7 мм/%

2.2. 8-ми каналний сцинтиляційно-черенковський лічильник електронів

Лічильником електронів є 8-ми каналний сцинтиляційно-черенковський телескоп [81]. Його схема зображена на рис. 2.2. Далі наведено основні характеристики цього лічильника.

Електрони, які розсіялися на мішені та пройшли крізь спектрометр, потрапляють на сцинтиляційні детектори, розташовані у фокальній площині магнітного спектрометра. Світло від сцинтиляційних спалахів у детекто-

рах проходить по світловодах до фотоелектронних помножувачів ФЕП-87. Енергетичний захват сцинтиляційних детекторів у вимірюваннях цієї роботи становив 1.4%. Ця величина була визначальною для роздільної здатності по енергії у вимірюваних спектрах.

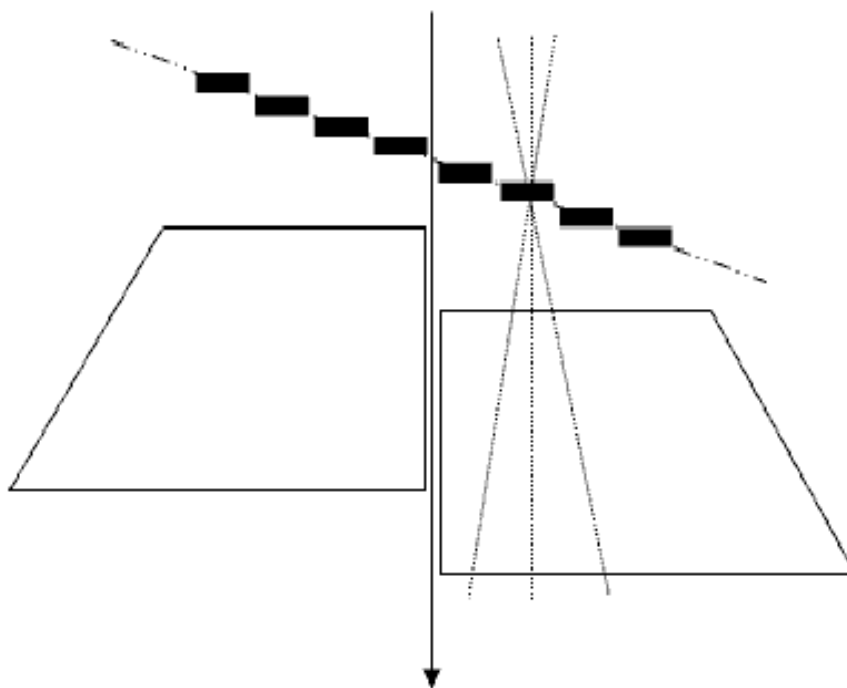


Рис. 2.2. Сцинтиляційно-черенковський лічильник електронів. Суцільна лінія – центральна траєкторія спектрометра; двопунктирна-штрихова лінія – фокальна площина; пунктирні лінії – можливі траєкторії розсіяних електронів; темні прямокутники – сцинтиляційні детектори; трапеції – черенковські детектори

За площиною сцинтиляційних детекторів розташовано два черенківських детектора (радіатора), виготовлених з оптичного оргскла. Для реєстрації черенковского випромінювання застосовувалися ФЕП-30. Оптичний контакт між сцинтилятором, світловодом і ФЕП-87, а також між черенкатором і ФЕУ-30 здійснюється за допомогою силіконового масла.

Недоліком сцинтиляторів є висока чутливість до γ -фону. Для зменшення числа цих та інших фонових відліків кожен з двох черенківських детекторів працював у режимі збігів з чотирма сцинтиляційними детекторами, що відповідають йому по геометрії траєкторій електронів. Застосування черенківських детекторів дало змогу знизити фон у

сцинтиляційних каналах лічильника на два порядки. Роздільний час схеми збігів 9×10^{-9} сек, а сама схема включалася для детектування електронів синхронно з пуском посилки прискорювача, що давало змогу не реєструвати фонові імпульси від ФЕП між струмовими посилками, коли електронів з мішені не має.

2.3. Мішені

Для дослідження функцій відгуку ядра ${}^7\text{Li}$ були використані дані вимірювань інклюзивного розсіяння електронів на ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ і ${}^{12}\text{C}$. Мішені мали форму дисків діаметром 3.2 см або 4.0 см для установки в 12-ти або 4-ох чарункові мішенні пристрої, відповідно, і товщиною від 0.1 см до 0.7 см. Товщини мішеней у г/см^2 вимірювалися з точністю не гірше 0.5%.

Для виготовлення мішеней були використані сертифіковані матеріали, які за паспортними даними містили за вагою менше 0.1 % домішків інших елементів. За ізотопним складом матеріал вуглецевої мішені був природнім: ${}^{12}\text{C}$ – 98.9 % і ${}^{13}\text{C}$ – 1.1 %. Літієві мішені мали ізотопне збагачення по досліджуваному нукліді: мішень ${}^6\text{Li}$ (позначимо її М6) містила 90.5 % ${}^6\text{Li}$ і 9.5 % ${}^7\text{Li}$, мішень ${}^7\text{Li}$ (позначимо М7) – 6.2 % ${}^6\text{Li}$ і 93.8 % ${}^7\text{Li}$.

Виготовлення та використання мішеней М6 і М7 ускладнювалося швидким окисленням на повітрі цих матеріалів, тому під час робіт з літієм його поверхню постійно змочувати гасом з (1÷2) %-вим домішком вакуумного масла, а виготовлені мішені зберігалися покритими заводським мастилом. Мішені, перед їх розміщенням в мішенний пристрій, а потім і в камеру розсіяння, відмивали від мастила і змочували розчином вакуумного масла в гасі. Необхідність цієї операції пояснюється тим, що час між видаленням запобіжного змащення з мішені і створенням у камері розсіяння форвакууму становить близько 15-ти хвилин, а час випаровування гасу з поверхні мішені менше хвилини. Однак, завдяки домішку масла в гасі, на

мішені залишається його тонка плівка і окислення літію не відбувається. Оцінка ваги цієї плівки масла визначила, що вона становить порядку 0.01% ваги мішені.

Оскільки мішені створювалися шляхом пресування в пуансоні шматка пластичного металу довільної форми, то було можливе утворення поверхневих і внутрішньо-об'ємних каверн. Нерівності на поверхні диска можуть бути помічені при його огляді, але виявити порожнини в об'ємі матеріалу складніше. Останнє завдання вирішувалося за допомогою вимірювання середньої густини матеріалу мішені і порівняння її з довідковим значенням.

У випадку вуглецю ніяких труднощів не було, оскільки використовувався матеріал з природним ізотопним складом, а для літєвих мішеней потрібно було врахувати зміну густини внаслідок ізотопного збагачення матеріалу. Відома питома густина літію $\rho = 0.534 \text{ г/см}^3$ наводиться в літературі для речовини з природним вмістом ізотопів: 7.42% ^6Li та 92.58% ^7Li (див. стор. 56, 825 довідника [82]). Густина ρ' для мішені М7 з ізотопним складом 93.8% ^7Li і 6.2% ^6Li знаходиться, згідно роботи [46], з таких міркувань.

Нехай x – масова частка ізотопу ^7Li у природному літію, тоді вміст цього ізотопу в одному см^3 $m_7 = xt$, де t дорівнює ρ . Кількість атомів ^7Li буде $n_7 = m_7/M_7$ або знайдемо $n_7 = x\rho/M_7$, де M_7 – маса атома ^7Li . Аналогічно для ^6Li маємо $n_6 = (1-x)\rho/M_6$. Отже, кількість усіх атомів у одному см^3 дорівнює

$$n = n_7 + n_6 = \frac{\rho}{M_7} x + \frac{\rho}{M_6} (1 - x). \quad (2.1)$$

Розміри атомів і упаковка їх у об'ємі тіла не залежать від ваги ізотопу, а тому, при будь-якому ізотопному складі, кількість атомів у см^3 твердого тіла постійна. Виходячи з цього, записавши таке ж як (2.1)

рівняння для мішені зі збагаченням по ${}^7\text{Li}$, в якій вміст ізотопу ${}^7\text{Li}$ x' і густина ρ' , прирівняємо їхні праві частини і знайдемо

$$\rho' = \rho \left(x + \frac{M_7}{M_6}(1-x) \right) / \left(x' + \frac{M_7}{M_6}(1-x') \right). \quad (2.2)$$

Отже, для мішені М7 з ізотопним складом 93.8% ${}^7\text{Li}$ і 6.2% ${}^6\text{Li}$, згідно рівняння (2.2), $\rho'(\text{М7}) = 0.535 \text{ г/см}^3$. Провівши аналогічні, міркування можна отримати густину ρ' для мішені М6, яка збагачена по ${}^6\text{Li}$ – $\rho'(\text{М6}) = 0.470 \text{ г/см}^3$. Тестом на відсутність пустот в об'ємі літєвих дисків була близькість результатів вимірювань їхньої густини до розрахункових значень $\rho'(\text{М6})$ та $\rho'(\text{М7})$. Точність вимірювання середньої густини матеріалу була не гірше 0.5%, як і у випадку вимірювання точності товщини мішені в г/см^2 .

Мішені, що використовувалися в експерименті, були з певною хімічною чистотою. Зроблені оцінки впливу наявності в речовині мішеней домішки атомів інших нуклідів довели, що в даній роботі на здобуті результати дослідження вони не впливають. Основні характеристики використовуваних мішеней наведено в таблицях 2.2 та 2.3.

Таблиця 2.2

Характеристики мішеней ${}^{6,7}\text{Li}$, використовуваних у експерименті

	θ_1 (вимірювання під малими кутами)		θ_2 (вимірювання під великими кутами)	
Мішені	М6 ₁	М7 ₁	М6 ₂	М7 ₂
T , см	0.351	0.358	0.469	0.496
T , г/см^2	0.161	0.186	0.218	0.264
$T_6 \times 10^{22}$, яд./ см^2	1.460	0.116	1.973	0.164
$T_7 \times 10^{22}$, яд./ см^2	0.131	1.507	0.178	2.124
$T_\Sigma \times 10^{22}$, яд./ см^2	1.591	1.623	2.151	2.288
T_Σ , % рад. довжини	0.215	0.219	0.291	0.309

Примітки: М6₁ та М7₁ – мішені, що використовувалися у вимірюваннях під малими кутами розсіяння $i = 1$ і під великими кутами – $i = 2$; T_6 – товщина мішені в кількості ядер ${}^6\text{Li}$, T_7 – товщина мішені в кількості ядер ${}^7\text{Li}$, $T_\Sigma = T_6 + T_7$.

Таблиця 2.3

Характеристики ^{12}C мішеней, використовуваних у експерименті

Мішені	LC1	LC2
T , см	0.051	0.100
T , г/см ²	0.146	0.287
$T \times 10^{22}$, яд./см ²	0.732	1.440
T , % рад. довжини	0.330	0.650

Примітка: у вимірюваннях спектрів $^7\text{Li}(e, e')$ використовувалися дві вуглецеві мішені LC1 і LC2.

2.4. Фізичні вимірювання

Спектром, що вимірюється в e^-, e' -експериментах, називається залежність виходу розсіяних на мішені електронів від їхньої енергії E' або від переданої ними ядру енергії ω . Кожен спектр вимірювався при постійній енергії падаючих на мішень електронів з початковою енергією E_0 і одному куті θ , під яким реєструються електрони, розсіяні на ядрах атомів мішені.

Кожна точка на спектрі є сумою апаратних відліків, які зареєстровані протягом деякого часу, що називається експозицією. Тривалість експозиції визначається кількістю падаючих на мішень первинних частинок або, у випадку заряджених частинок, сумарним зарядом частинок, які потрапили на мішень за час безперервного вимірювання.

Спектр розсіяних електронів перетворюють на переріз, який відображає характеристики досліджуваного ядра і залежить від E_0 і θ . Однак, на відміну від спектра розсіяних електронів, переріз не залежить від таких умов вимірювань як товщина мішені, величина експозиції, кутовий захват коліматора спектрометра і енергетичний захват детектора електронів. Двічі диференціальний переріз розсіяння $d^2\sigma(\theta, E_0, E')/d\Omega dE'$ пов'язаний з апаратними відліками спектра N рівністю

$$\frac{d^2\sigma(\theta, E_0, E')}{d\Omega dE'} = \frac{c N}{n_n n_e \Delta E'_d \Delta \Omega}, \quad (2.3)$$

де c – стала експериментального устаткування; n_n – число ядер на одиницю площі проекції мішені на площину, яка перпендикулярна до напрямку налітаючих електронів; n_e – число електронів, що пройшли крізь мішень за час експозиції; $\Delta E'_d$ – інтервал енергій розсіяних електронів, що попадають у детектор; $\Delta\Omega$ – світлосила спектрометра. Для детекторів, розташованих у фокальній площині спектрометра, $\Delta E'_d = E'_c D_d / \upsilon$. Тут E'_c – енергія електронів на центральній траєкторії спектрометра, дисперсія якого υ і D_d – ширина детектора вздовж фокальної площини. Величина c у формулі (2.3) зазвичай відома з невисокою точністю, але невизначеність її значення виключається при абсолютизації спектрів (див. п.п. 3.2.6).

Спектр $N(E')$, приведений до одного значення $\Delta E'_d$, відрізняється від функції $d^2\sigma(\theta, E_0, E') / d\Omega dE'$ тільки нормуванням, оскільки вимірювання e^-, e'^- -спектра виконується при постійних значеннях E_0 і θ .

Для здобуття кожного з спектрів, крім розсіяння електронів на досліджуваних ядрах ${}^{6,7}\text{Li}$, у тих же умовах додатково вимірювалося пружне розсіяння електронів на ядрах ${}^{12}\text{C}$, фізичний фон і відліки антизбігів. Ці додаткові вимірювання розглянуто в наступному розділі.

Висновки до розділу 2

У цьому розділі подано описання експериментального устаткування СП-95 на лінійному прискорювачі електронів ЛПЕ-300 і сцинтиляційно-черенковського лічильника, на яких були здобуті спектри інклюзивного розсіяних електронів на ядрах ${}^7\text{Li}$, а також на ядрах ${}^6\text{Li}$ і ${}^{12}\text{C}$. Наведено характеристики використовуваних мішеней та описано процедуру виготовлення мішеней з літію. Доведено, що у використовуваних мішенях наявна кількість домішок інших нуклідів не впливав на результати дослідження.

Подана в цьому розділі інформація про експериментальне устаткування і мішені потрібна для здобуття з первинних відліків значень двічі диференціальних перерізів і поздовжньої функції відгуку при постійних переданих імпульсах.

РОЗДІЛ 3

ОБРОБЛЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ ВИМІРЮВАНЬ. ЗДОБУТТЯ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ЗНАЧЕНЬ $R_L(q_c, \omega)$ ТА КУЛОНОВОЇ СУМИ $S_L(q)$ ЯДРА ${}^7\text{Li}$

Спектри розсіяних на ядрах електронів, що виміряні на експериментальному устаткуванні, є первинною інформацією. Для того щоб з цих даних здобути експериментальні значення функцій відгуку потрібно провести складну та трудомістку процедуру оброблення експериментальних спектрів, унаслідок якої знаходять кутові функції відгуку $R_\theta(q, \omega)$, а потім з них значення поздовжньої функції відгуку $R_L(q_c, \omega)$ та кулонової суми $S_L(q)$.

Для оброблення даних розроблено комплекс програм на мові програмування FORTRAN об'ємом близько 10000 рядків. Оброблення даних на цьому комплексі проводиться поетапно, що дає змогу контролювати результати проміжних операцій.

У низці програм комплексу використовувався розроблений у Церні математичний пакет PAW (PHYSICS ANALYSIS WORKSTATION) [83]. Цей пакет дав змогу подавати дані в графічному вигляді та забезпечував апроксимацію результатів вимірювань багатопараметричними функціями за методом найменших квадратів. Вибір пакета PAW пов'язаний з простою обміну інформацією між цим пакетом і програмами, написаними на FORTRAN. Для визначення величини фону від фотонародження в мішені e^+, e^- -пар, моделювання цього процесу проводилося на базі програмного пакета GEANT-3 [84].

Перше, з чого потрібно розпочати оброблення даних, це розставити апаратні відліки за енергією, з якою зареєстровані розсіяні електрони. Для цього в процесі вимірювань при кожній експозиції фіксувалася енергія

електронів на центральній траєкторії спектрометра E_C і з цієї енергії вираховувалася енергія E_i , з якою електрони потрапляли в i -тий канал 8-ми каналного лічильника електронів

$$E_i = E_C \{1 + H(4.5 - i)\}, \quad (3.1)$$

де $H = 0.01085$ – відстань по енергії між каналами у відносних одиницях.

Після цього дані розставляли за зростанням енергії розсіяних електронів E' або за зростанням переданої енергії ω і починалася робота по внесенню в спектр різних поправок.

3.1. Поправки до спектрів розсіяних електронів

3.1.1. Фон випадкових збігів

При реєстрації схемами збігів імпульсів від детектуючої апаратури з'являються похибки, джерелом яких є статистична ймовірність приходу двох не пов'язаних між собою імпульсів протягом розділювального часу схеми збігів τ_p . Ці імпульси можуть бути як від частинок вимірюваного спектра, так і фонових частинок або шумів ФЕП. Результатом цього є помилкові відліки, які називаються фоном випадкових збігів (фон ВЗ). Такого типу фон найбільш важливий при вимірюваннях на імпульсних джерелах випромінювання, до яких відноситься лінійний прискорювач електронів ЛПЕ-300.

Швидкість рахування випадкових збігів n_{cc} у випадку m -кратних збігів за умов: потік електронів за час посилення прискорювача T_y постійний, розділювальний час τ_p у всіх каналах однаковий та $\tau_p \ll T_y$ – може бути записана у вигляді

$$n_{cc} = m \cdot \left(\frac{\tau_p \cdot T_0}{T_y} \right)^{m-1} \cdot n'_1 \cdot n'_2 \cdot K \cdot n'_m, \quad (3.2)$$

де T_0 – період посилок прискорювача, n'_1, n'_2, K, n'_m – середня швидкість відліків фонових частинок у каналах (див. стор. 395 – 396 [85]).

Для числа випадкових збігів $N_{cc,i}$ у i -тому каналі за час експозиції t і при $m = 2$ (збіг імпульсів від черенківського та сцинтиляційного детекторів) формула (3.2) набуває вигляду

$$N_{cc,i} = \frac{2 \cdot \tau_p}{\nu_y \cdot T_y} \frac{1}{t} (N'_i - N_i) \cdot (N'_{\div} - N_i), \quad (3.3)$$

де $\nu_y = 50$ Гц – частота посилок прискорювача; значення величини T_y у межах від $0.3 \cdot 10^{-6}$ сек до $2 \cdot 10^{-6}$ сек; $\tau_p = 9 \cdot 10^{-9}$ сек; $N'_{i/4}$ і $N_{i/4}$ – усі імпульси, що приходять від детекторів (загрузки) та імпульси ефекту (ефект разом з фізичним фоном) протягом експозиції, відповідно. Індекс i відноситься до імпульсів i -того сцинтиляційного детектора, індекс $ч$ – до імпульсів черенківського детектора.

Тривалість посилок прискорювача T_y могла набувати різних значень, а це, як видно з формули (3.3), впливає на величину $N_{cc,i}$. Оскільки методи контролю часу T_y були неточними, то для визначення фону ВЗ застосовувалася наступна методика.

За час вимірювання спектра один раз за кілька експозицій у тракти черенківських каналів до схем збігів вводилися лінії затримки імпульсів. Величини цих затримок були більшими за розділювальний час τ_p , отже, в одній експозиції вимірювалися відліки антизбігів $N_{ac,i}$ в усіх 8-ми каналах. Кількість відліків антизбігів, як випливає з формули (3.3), протягом експозиції дорівнює

$$N_{ac,i} = \frac{2 \tau_p}{\nu_y T_y} \frac{1}{t} N'_i N'_{\div}. \quad (3.4)$$

Звідси можна знайти вираз для множника $C1 = 2 \tau_p / (v_y T_y)$, який буде мати вигляд

$$\tilde{N}1 = N_{ac,i} t / (N'_i N'_q). \quad (3.5)$$

Отже, при наявності даних $N_{ac,i}$, N'_i , N'_q і t величина внеску фону $B3$ у відліки в групі близьких за часом вимірювань спектрів буде

$$N_{cc,i} = C1 (N'_i - N_i)(N'_q - N_i) / t \quad (3.6)$$

У низці вимірювань не реєструвалися завантаження в каналах. Однак, завдяки тому, що в проведених вимірюваннях $N'_i \gg N_i$, а N'_i і N'_q передбачаються постійними в близьких за часом вимірюваннях, то формулу (3.6) можна записати у вигляді

$$N_{cc,i} = C2 (N'_q - N_i) / t, \quad (3.7)$$

$$C2 = C1 N'_i = N_{ac,i} t / N'_q. \quad (3.8)$$

Статистична похибка знаходження $B3$ практично повністю визначається величиною $N_{ac,i}$, так як $N_{ac,i} \ll N'_i$, N'_q . Отже, величину похибки $N_{cc,i}$ записуємо у вигляді

$$dN_{cc,i} = N_{cc,i} / \sqrt{N_{ac,i}}. \quad (3.9)$$

У більшості вимірювань $N_i / N'_i \sim 10^{-2}$, тому результати використання наближеної (3.7) і точної (3.6) формул практично не відрізнялися. Знайдені за допомогою формул (3.6) і (3.7) величини $N_{cc,i}$ знаходяться в межах значень, які розраховані з формули (3.3) при $T_y = (0.3 \div 2.0) \cdot 10^{-6}$ сек. Це підтверджує справедливність формул (3.6) і (3.7).

Використовуючи наведені формули, виконано врахування внеску фона $B3$. Принципова блок-схема процедури врахування $B3$ наведена на рис. 3.1. Як видно з рис. 3.1, необхідно проводити перевірку щодо наявності в каналі даних про антизбіги і завантаження, які в низці випадків могли бути відсутнім. На підставі цього вибирається один з трьох варіантів подальшого розрахунку:

якщо немає $N_{ac,i}$, то приймаємо $N_{ac,i} = 0$;

якщо є $N_{ac,i}$, але немає N'_i , то коефіцієнт $C2$ і $N_{ac,i}$ вираховуються за формулам (3.8) і (3.7), відповідно;

якщо є $N_{ac,i}$ і N'_i , то коефіцієнт $C1$ і $N_{ac,i}$ вираховуються за формулам (3.5) і (3.6).

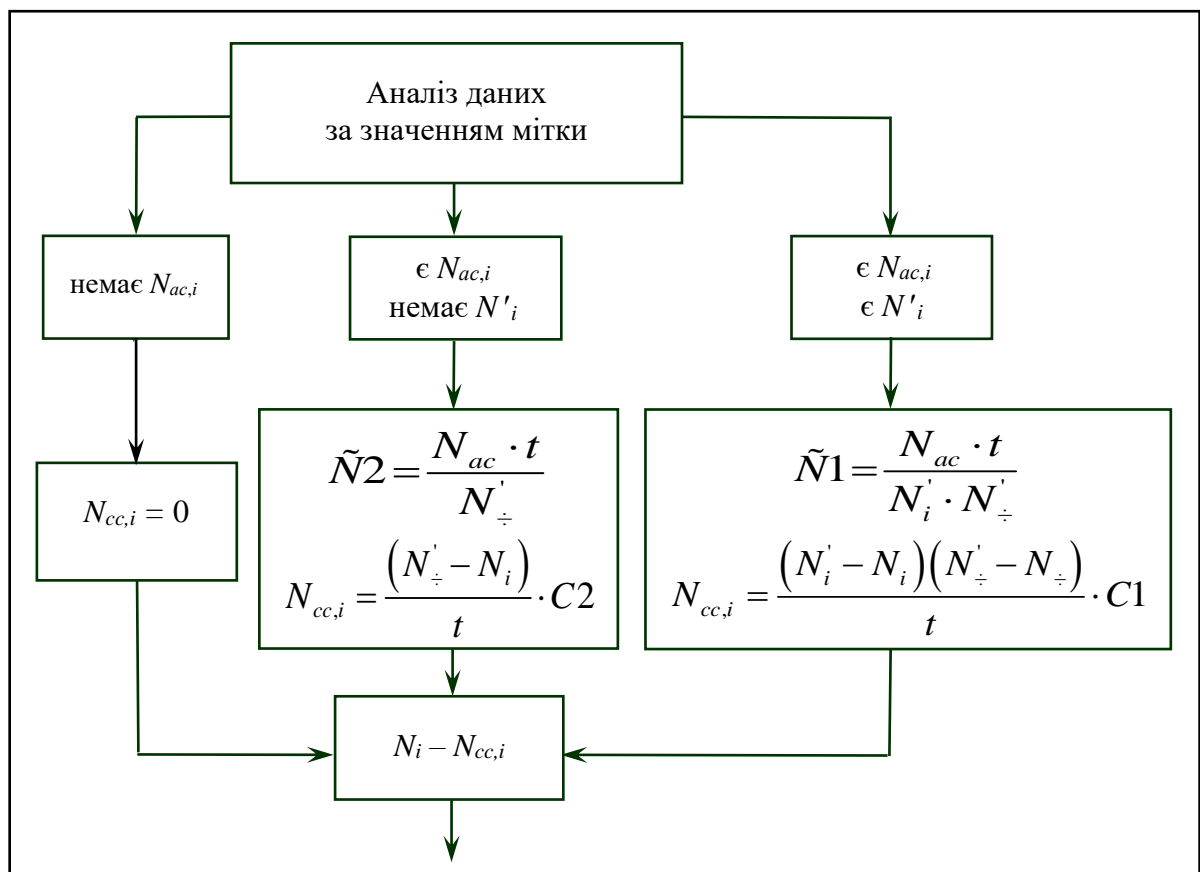


Рис. 3.1. Принципова блок-схема врахування в експериментальних даних фона випадкових збігів

Після цього знайдені значення $N_{ac,i}$ враховуються у відліках N_i . Похибка даних, виправлених на фон $B3$, dN^c_i обчислюється за формулою

$$dN_i^c = \sqrt{(dN_i)^2 + (dN_{cc,i})^2}, \quad (3.10)$$

де dN_i – статистична похибка відліків до врахування фону $B3$, а $dN_{ac,i}$ обчислюється за формулою (3.9). Відзначимо, що формула (3.9) використовується в обчисленнях по 2-му і 3-му варіантах роботи підпрограми, а для 1-го варіанту значення $dN_{cc,i}$ приймалося рівним нулю.

Розглянемо вплив фону $B3$ на експериментальний спектр, на прикладі вимірювань при великому і малому кутах розсіювання електронів, з тих що використано в даній роботі. З рисунків 3.2 видно, що внесок $B3$ у спектр невеликий відносно ефекту. Так, у спектрі, вимірюваному при $\theta = 53^\circ 20'$, під піком пружного розсіювання і в районі максимуму піка квазіпружного розсіювання (± 15 MeV від максимуму) внесок $B3$ становить по 1.0%. У випадку вимірювань під кутом $\theta = 160^\circ$, відповідно, 1.2% і 1.0%. Ці спектри належать до тих, в яких внесок $B3$ був максимальним з усіх спектрів цієї роботи.

3.1.2. Фізичний фон

В експериментах з розсіювання електронів на атомних ядрах фізичним фоном вважаються відліки лічильника електронів, коли прискорювач працює в звичайному режимі, але мішень з-під пучка прибрано. Джерелом цього фону є електрони, які з тих чи інших причин вийшли з пучка і, будучи самі по собі частиною фону, внаслідок перерозсіювання на елементах конструкції дають гальмівне γ -випромінювання і нейтрони. Для послаблення впливу цього ефекту на фізичні вимірювання намагаються забезпечити найбільш коректне (низькофонове) виведення пучка на мішень, максимально посилюють радіаційний захист детектуючої апаратури, конструюють малочутливі до фону лічильники електронів.

В умовах вимірювань цієї роботи фізичний фон, як правило, був на 2÷4 порядки менше за ефект і повільно змінювався вздовж спектра. Тому,

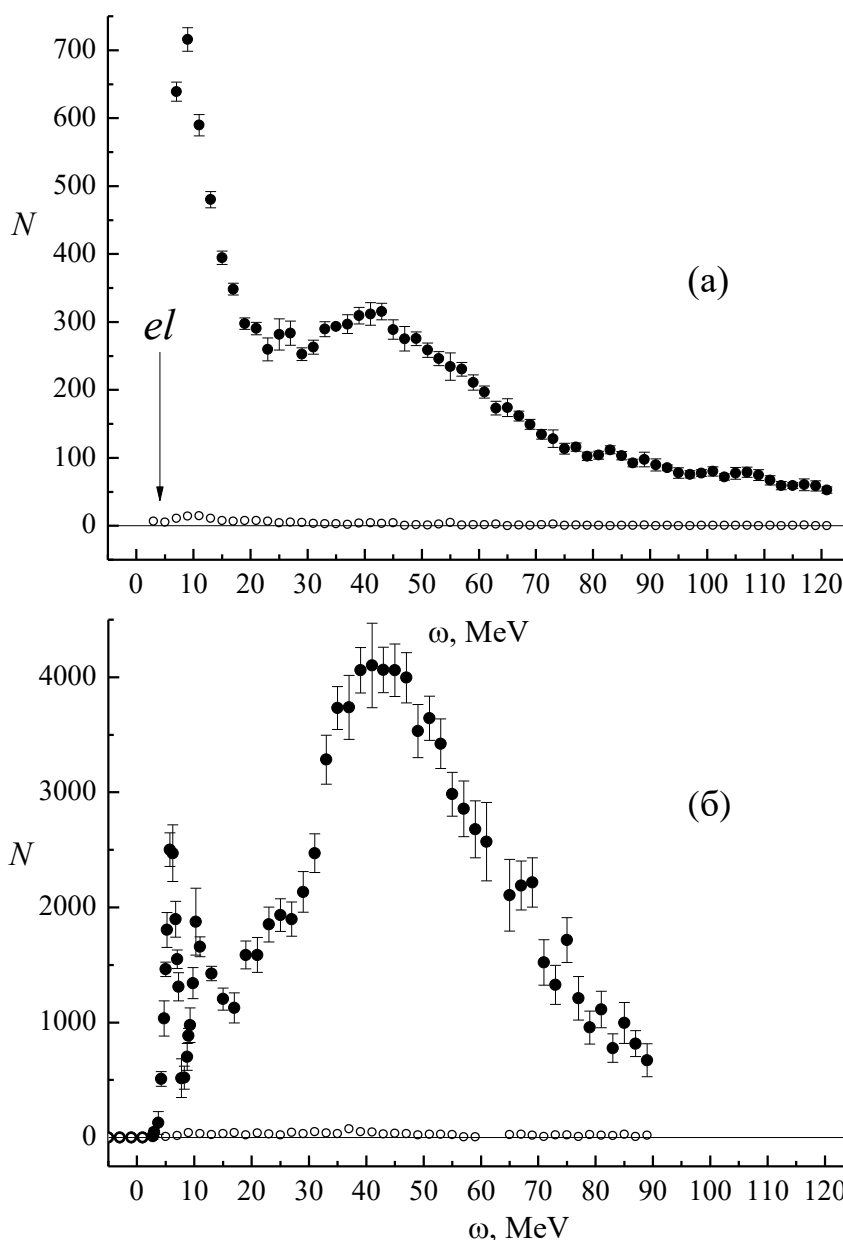


Рис. 3.2. Спектри електронів розсіяних на ядрах ${}^7\text{Li}$. (а) спектр вимірний при $E_0 = 259$ MeV і $\theta = 53^\circ 20'$, (б) – при $E_0 = 143$ MeV і $\theta = 160^\circ$. Закриті кружки – відліки ефекту після врахування внеску фону випадкових збігів, відкриті кружки – відліки випадкових збігів у ефекті

при вимірюванні кожного спектра на фон відводилося лише кілька експозицій. Для того щоб у кожній точці спектра врахувати внесок фізичного фону, його виміряні значення інтерпольовано лінійною залежністю.

3.1.3. Фон електронів із фотонародження e^+, e^- -пар у мішені

У електроядерних вимірюваннях завжди присутній фон електронів з фотонародження в мішені e^+, e^- -пар. Оскільки величина цього фону

залежить від умов вимірювання, то виникає потреба розглянути вплив цього фону на використовувані дані.

Методика вимірювання цього фону полягає в зміні полярності магніту спектрометра та вимірюванні спектра позитронів, який такий же, як і спектр електронів з e^+, e^- -пар. Однак на такі вимірювання може витрачатися помітна частина часу експерименту, тобто дорогого часу роботи прискорювача. Тому бажано замінити вимірювання цього фону його розрахунком.

Оцінка часу, необхідного для розрахунку на GEANT-3 [84] фону e^- від фотонародження e^+, e^- -пар у мішені довела, що для того щоб статистика виходу фонових частинок була достатньою для їхньої реєстрації в реальних вимірюваннях, буде потрібно близько 10^3 діб роботи ПК. Тому необхідно оптимізувати процедуру розрахунку так, щоб скоротити час обчислень на декілька порядків. Така методика була розроблена нами і опублікована в роботах [62;63]. Її основні положення наведено далі.

Виникнення e^+, e^- -пар у мішені, що опромінюється електронами, є результатом двох послідовних ядерних реакцій: випромінювання налітаючим електроном гальмівного фотона (реакція $e^- \rightarrow (e', \gamma)$) і народження цим фотоном електрон-позитронної пари (реакція $\gamma \rightarrow (e^+, e^-)$).

Гальмівне випромінювання, спричинене електронами, що падають на мішень з однаковою енергією E_0 , має безперервний спектр з енергіями фотонів E_γ від 0 до $E_0 - m_e$, де m_e – маса електрона. Запишемо вихід гальмівних фотонів, що мають енергію E_γ , використовуючи диференціальний переріз $d\sigma_{e^-, \gamma}(E_0, E_\gamma)/dE_\gamma$ реакції $e^- \rightarrow (e', \gamma)$

$$N_\gamma(E_0, E_\gamma) = \frac{d\sigma_{e^-, \gamma}(E_0, E_\gamma)}{dE_\gamma} n_{e^-} n_n, \quad (3.11)$$

де n_{e^-} – кількість електронів, що потрапили на мішень; n_n – товщина мішені в ядрах на см^2 .

Подібний запис можна зробити і для виходу позитронів з енергією E' з реакції фотонародження e^+, e^- -пар

$$N_{e^+}(E_\gamma, E') = \frac{d\sigma_{\gamma, e^+}(E_\gamma, E')}{dE'} n_\gamma n_n. \quad (3.12)$$

де $d\sigma_{\gamma, e^+}(E_\gamma, E')/dE'$ – диференціальний переріз реакції $\gamma \rightarrow (e^+, e^-)$; n_γ – кількість фотонів з енергією E_γ , які потрапили на мішень, за формулою (3.11). Проінтегрувавши формулу (3.12) по всьому спектру гальмівних фотонів, маємо спектр позитронів, джерелом якого є електрони з енергією E_0

$$N'_{e^+}(E_0, E') = \int_0^{E_0 - m_e} \frac{d\sigma_{\gamma, e^+}(E_\gamma, E')}{dE'} n_\gamma n_n dE_\gamma. \quad (3.13)$$

Випромінювання гальмівних фотонів, а, отже, і фотонародження e^+, e^- -пар відбувається по всій траєкторії електронів у речовині мішені. Нехай мішень складається з K однакових шарів товщиною n_n/K , а мішень в цілому досить тонка, щоб можна було знехтувати зменшенням інтенсивності пучка електронів після проходження товщини мішені. Гальмівні фотони, що виникли в i -тому шарі мішені, спричиняють реакцію фотонародження e^+, e^- -пар, однак імовірність цього процесу залежить від кількості шарів між точкою випромінювання фотона і задньою поверхнею мішені. Для фотона, що виник у першому шарі мішені, ймовірність викликати реакцію $\gamma \rightarrow (e^+, e^-)$ максимальна, а фотон, випромінений у задньої поверхні мішені, відразу виходить з речовини мішені та ніяку реакцію викликати не може. Пронумеруємо шари від передньої по ходу пучка поверхні мішені. Тоді кількість e^+, e^- -пар, що з'явилися від фотона з енергією E_γ з i -того шару мішені, буде

$$N_{e+,i}(E_0, E') = N'_{e+}(E_0, E') \times (1 - i/K) / K, \quad (3.14)$$

Підсумуємо формулу (3.14) від $i = 1$ до $i = K-1$ і спрямуємо величину K до нескінченності. Внаслідок знайдемо формулу для величини виходу позитронів від усіх гальмівних фотонів, що виникли в мішені опромінюваної електронами з енергією E_0

$$N_{e+}(E_0, E') = \frac{1}{2} \int_0^{E_0 - m_e} \frac{d\sigma_{\gamma, e+}(E_\gamma, E')}{dE'} \times \frac{d\sigma_{e-, \gamma}(E_0, E_\gamma)}{dE_\gamma} n_e n_n^2 dE_\gamma, \quad (3.15)$$

Цей вираз можна подати як конструкцію, що складається з двох гіпотетичних мішеней. Перша мішень A , товщиною $1/2 n_n$, генерує гальмівні фотони, а в другій мішені B , товщиною n_n , фотони з першої мішені народжують e^+, e^- -пари. Таке уявлення мішені назвемо моделлю «подвійна мішень» (далі *ПМ*).

Змодельований у GEANT-3 безперервний спектр гальмівних фотонів з мішені товщиною $1/2 n_n$ (див. рис. 3.3), подамо у вигляді набору з декількох груп моноенергетичних фотонів, розділивши його по енергії на кілька однакових інтервалів шириною ΔE_γ , у кожному з яких середня енергія $E_{\gamma, L}$ і кількість фотонів цієї енергії $N_{\gamma, L}$. Величина $N_{\gamma, L}$ визначається площею ділянки спектра укладеного в інтервалі енергій фотонів $E_{\gamma, L} \pm \Delta E_\gamma / 2$. Кількість електронів, що припадають на один гальмівний фотон з L -того інтервалу $\eta_L = n_{e-} / N_{\gamma, L}$.

Розрахуємо в GEANT-3 проходження n_γ фотонів з енергією $E_{\gamma, L}$ крізь мішень B (модель *ПМ*) та здобудемо вихід позитронів у вигляді спектра $N_{e+, L}(E_0, E')$ (перевірити моделювання виходу позитронів можна за допомогою формул роботи [86] при умовах повного екранування і без екранування). Після розрахунків для всіх L -енергій моноенергетичних фотонів необхідно підсумувати спектри позитронів, які відповідають цим фотонам,

враховуючи ваговий множник η_L . Тоді, сума, що відповідає спектру позитронів, буде мати вигляд

$$N_{e^+}(E_0, E') = \sum_L \frac{N_{e^+,L}(E_0, E')}{n_\gamma \times \eta_L}. \quad (3.16)$$

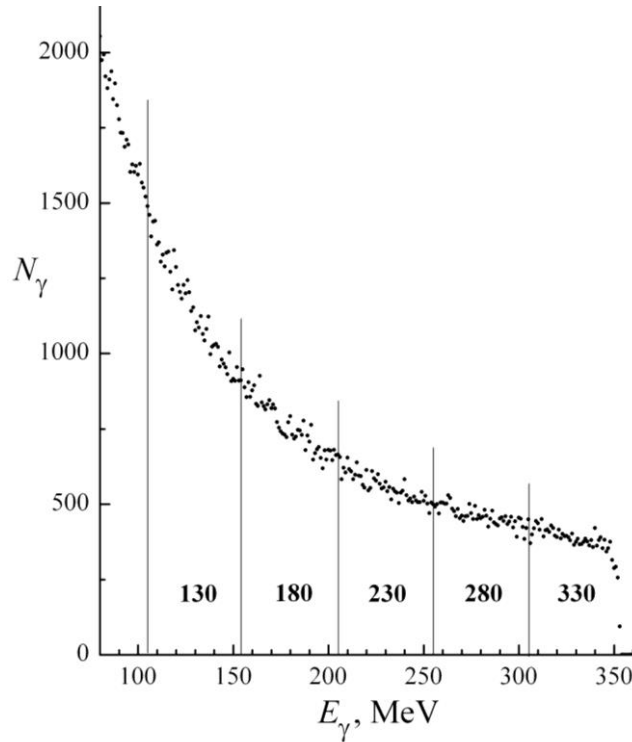


Рис. 3.3. Гальмівний спектр фотонів, розрахований у GEANT-3. Вертикальними лініями виділено енергетичні інтервали шириною $\Delta E_\gamma = 50$ MeV, жирні цифри – середні енергії $E_{\gamma,L}$ для цих інтервалів

Вихід позитронів із мішені аксіально-симетричний. Тому, для прискорення розрахунку можна замінити реальний захват спектрометра $\Delta\Omega_0$ на тілесний кут, який укладений між конусами з розхилами $2\theta_1$ і $2\theta_2$, де $\theta_1 = \theta - \Delta\theta/2$ і $\theta_2 = \theta + \Delta\theta/2$, а $\Delta\theta$ – захват спектрометра. Цей тілесний кут дорівнюватиме $\Delta\Omega = 2\pi(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)$ ср. Крім того, якщо вихід N_{e^+} вважати лінійною функцією від θ , то можна в розрахунку збільшити величину $\Delta\theta$, тобто $\theta_1 = \theta - \Delta\theta'/2$ і $\theta_2 = \theta + \Delta\theta'/2$, де $\Delta\theta' > \Delta\theta$. Підтвердженням лінійності є незначне відхилення від одиниці відношення

$$R = \frac{N'_{e^+}}{\Delta\Omega'} \bigg/ \frac{N_{e^+}}{\Delta\Omega}. \quad (3.17)$$

Тут $N'_{e+}/\Delta\Omega'$ – вихід позитронів N'_{e+} у випадку більшого тілесного кута $\Delta\Omega'$, нормований на цей кут, $N_{e+}/\Delta\Omega$ – те саме для меншого тілесного кута. Практично можна вважати, що величина похибки в значенні розрахованого N'_{e+} , що виникає через збільшення тілесного кута від $\Delta\Omega$ до $\Delta\Omega'$, буде відхилення від одиниці відношення R . Допустиме значення цієї похибки залежить від величини внеску фону e^+, e^- -пар у спектр розсіяних електронів.

Вихід позитронів з тонких мішеней ($t_0 \sim 0.01$ рад. довжини) можна спробувати знайти, виконавши наступну послідовність операцій:

- а) розрахувати вихід N_{e+} для низки значень $t \geq 0.1$ рад. довжини;
- б) визначити функцію $N_{e+}(t)$, яка адекватно описує ці розраховані дані;
- с) екстраполювати функцію $N_{e+}(t)$ в область $t < 0.1$ рад. довжин до значення товщини мішені $t = t_0$.

Оскільки успіх застосування описаної процедури залежить від вибору функції $N_{e+}(t)$, то було проведено дослідження цієї функції, використовуючи розраховані в програмі GEANT-3 виходи позитронів у широкому діапазоні значень t для випадків: мішень ^{208}Pb при $E_\gamma = 330$ і 610 MeV, $\theta = 60^\circ$; мішень ^{208}Pb при $E_\gamma = 330$ MeV, $\theta = 20^\circ$; та також мішень ^6Li при $E_\gamma = 250$ MeV, $\theta = 15^\circ$ і 35° .

Результати розрахунків, які відносяться до кожної енергії E_γ , зводилися до однієї кількості фотонів $n_{\gamma,0}$, яка, згідно до моделі ПМ, відповідає виходу фотонів з мішені A , коли на неї падають n_e електронів. Потім до нормованих у такий спосіб розрахованих виходів позитронів апроксимувалася функція

$$N_{e+}(t) = A \times t^p, \quad (3.18)$$

в якій A і p – параметри апроксимації (див. рис. 3.4). У роботі [63] було доведено, що параметр p має бути близьким до 2. Функція (3.18) із знайденими параметрами після підстановки в неї товщини даної мішені t_0 ,

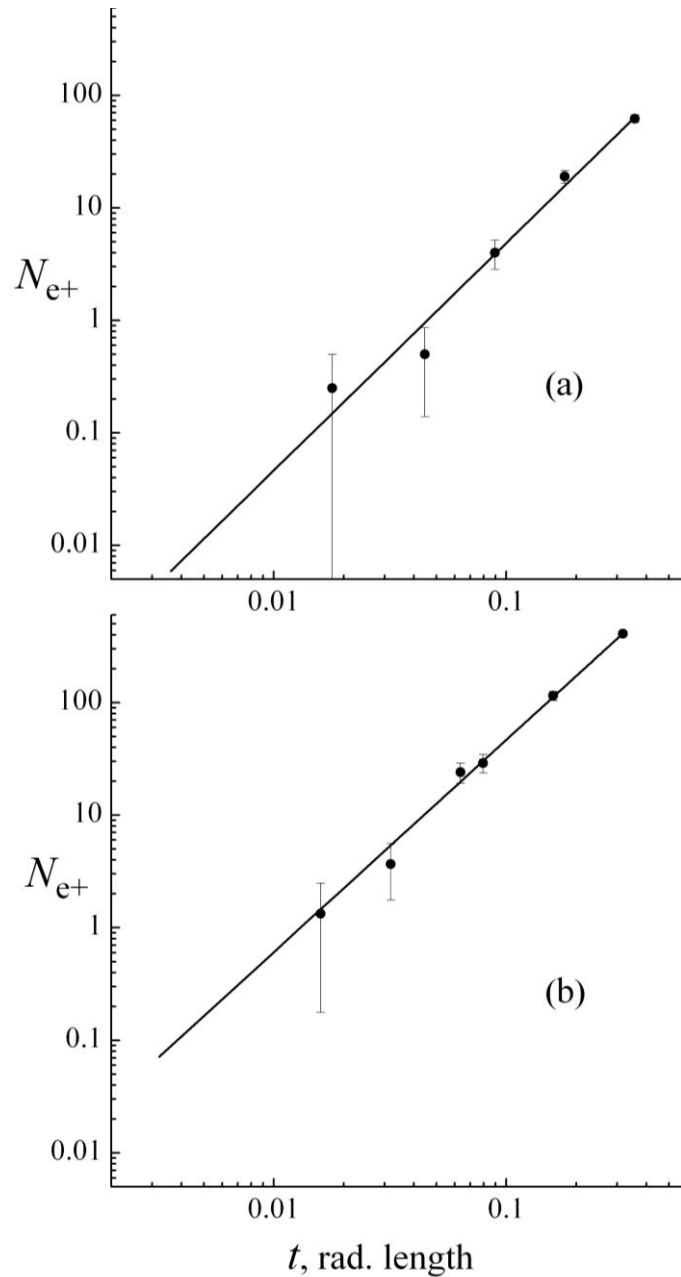


Рис. 3.4. Залежність виходу позитронів N_{e+} від товщини мішені t . (а) Точками зображено розрахунок для мішені ^{208}Pb при $E_\gamma = 330$ MeV і $\theta = 60^\circ$, суцільна лінія – результат апроксимації цих точок формулою (3.18); (б) теж саме для мішені ^6Li при $E_\gamma = 250$ MeV і $\theta = 15^\circ$

дає значення виходу позитронів. Позначимо цей вихід $N_{e+,m}(t_0)$. Будемо вважати, що здобуте у такий спосіб значення $N_{e+,m}(t_0)$ визначено з досить гарною для даної задачі точністю.

Подальше скорочення часу розрахунків було направлено на вибір оптимального набору розрахованих значень $N_{e+}(t)$, які використовувалися для знаходження виходу $N_{e+,m}(t_0)$. Унаслідок було виявлено, що одним з

найбільш оптимальних був набір з двох виходів, які відповідають товщинам мішені $t \approx 0.08$ і 0.33 рад. довжин. Значення $N_{e^+}(t_0)$, здобуті на основі таких виходів, мали похибку не більше $(10 \div 15) \%$.

У роботі [27] наведено експериментальні спектри позитронів, виміряні на мішені ^{208}Pb . Ми провели моделювання умов цих вимірювань за розробленою методикою і здобули гарне узгодження з експериментальними даними роботи [27], що видно з рис. 3.5. Застосувавши розроблену методику до умов вимірювання на мішені ^7Li цієї роботи, здобули фон електронів з фотонародження e^+, e^- -пар у мішені – рис. 3.6. З цього рисунка видно, що цей фон можна не враховувати в наших вимірюваннях.

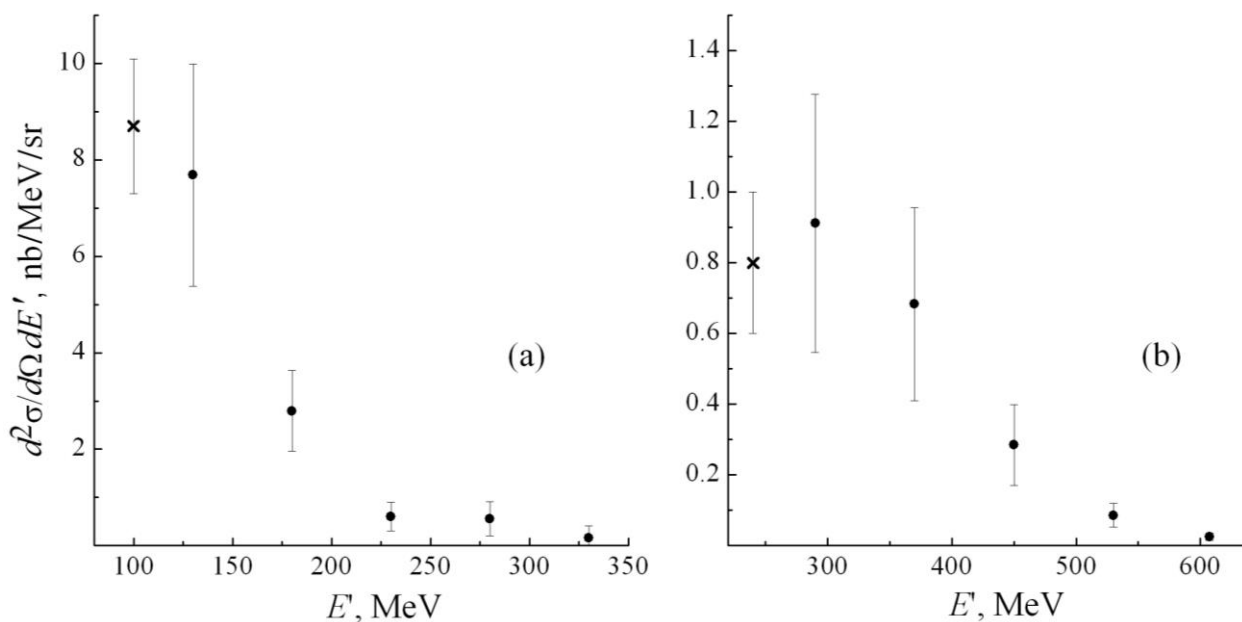


Рис. 3.5. Спектр позитронів, розрахований для а) мішені ^{208}Pb товщиною 1.6×10^{-2} рад. довжин при енергії електронів $E_0 = 354$ MeV і $\theta = 60^\circ$. Точками зображені розраховані значення нашої роботи, хрестик – експериментальне значення з роботи [27]; б) теж саме для спектра позитронів при $E_0 = 645$ MeV

3.1.4. Урахування домішки ізотопу ^6Li у речовині мішені

Якість (достовірність) результатів електроядерного експерименту залежить від присутності домішок у речовині мішені, на якій проводяться вимірювання. Причому, якщо для виготовлення мішені потрібна хімічно чиста речовина (зазвичай 3 або 4 дев'ятки), то здобути її не становить

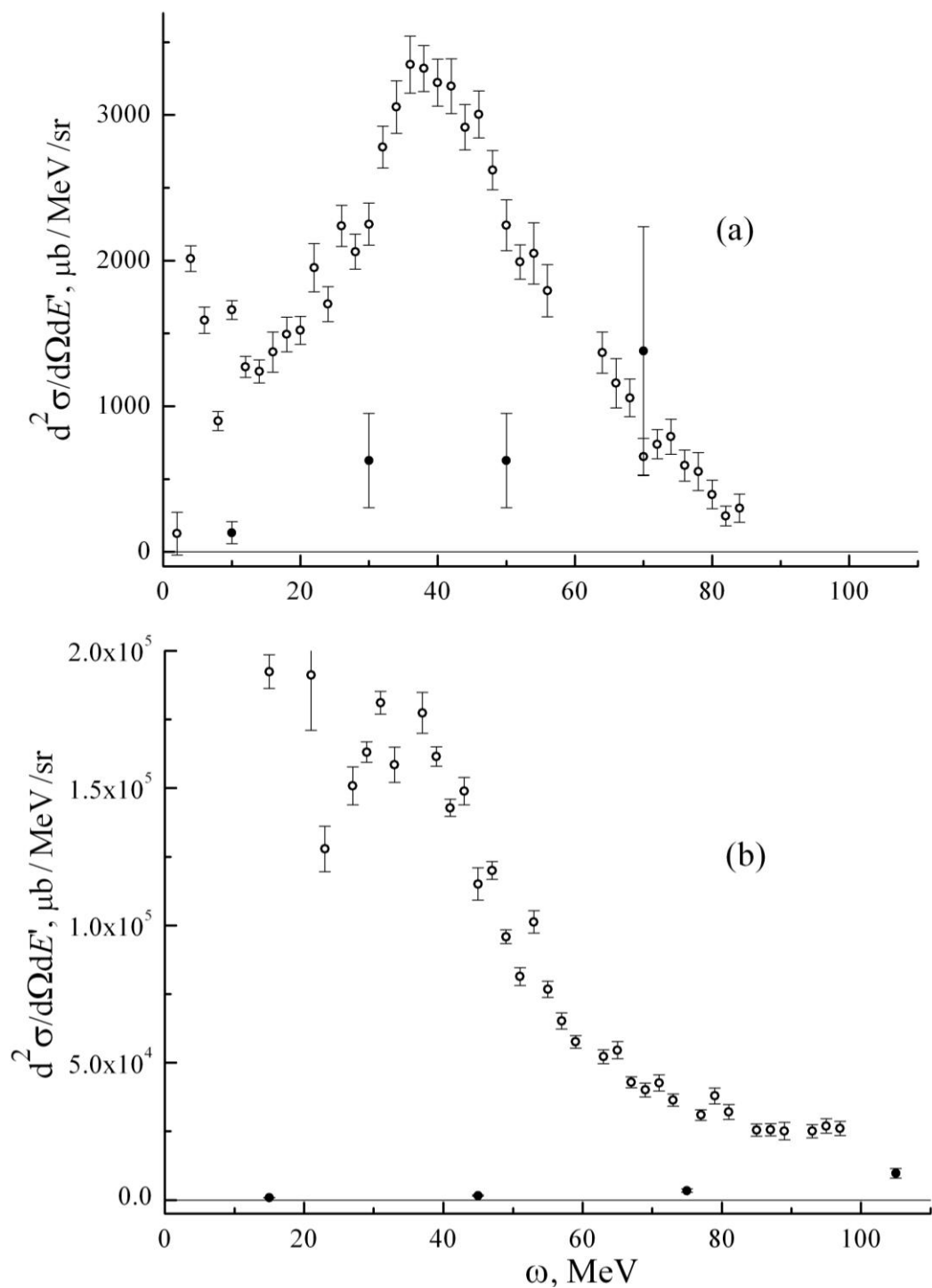


Рис. 3.6. Спектри електронів розсіяних на ядрах ^7Li . (а) спектр, виміряний при $E_0 = 129 \text{ MeV}$ і $\theta = 160^\circ$ (б) при $E_0 = 260 \text{ MeV}$ і $\theta = 34^\circ 10'$. Відкритими кружками зображені точки спектра, закритими – розрахований фон електронів від фотонародження e^+, e^- -пар у мішені помножений на 10^3

труднощів. Однак, у тому випадку, коли досліджувана речовина не моноізотопна або якщо ізотопу, який передбачається дослідити, у мішені не 99%, то швидше за все цінність експериментальних даних здобутих на

такій мішені не велика. У нашому випадку мішень була зроблена зі слабо-збагаченого літію, що містить за вагою 93.8% ізотопу ${}^7\text{Li}$. Знайти більш збагачений літій було не реально, ну а на питання про те, наскільки 6.2% домішка ізотопу ${}^6\text{Li}$ може спотворити результати дослідження на ${}^7\text{Li}$, обґрунтовану відповідь навряд чи можливо дати.

Альтернативою використанню особливо ізотопночистих мішеней може бути застосування методики розвинення характеристик компонентів (*PXK*) багатокомпонентних зразків, запропонованої в роботі [87]. Суть цієї методики полягає в наступному.

У електроядерному експерименті вимірюють перерізи ядерних реакцій. Якщо в мішені присутні різні нукліди, то вимірювання перерізів на одних з них не залежить від вимірювання на інших. Так як у визначення перерізу входить нормування на кількість ядер у мішені, то у випадку не однокомпонентної мішені, виміряний на ній переріз σ_i^{exp} буде зваженою сумою перерізів σ_j усіх присутніх у ній нуклідів

$$\sigma_i^{\text{exp}} = \sum_j^n \sigma_j \delta_{i,j}, \quad (3.19)$$

де σ_j переріз на j -ому нукліді, частка якого за кількістю ядер у i -тій мішені $\delta_{i,j}$. Отже, якщо є n мішеней, у кожній з яких присутні n різних видів нуклідів і частковий склад $\delta_{i,j}$ цих нуклідів у всіх мішенях різний, то вимірювання на цих мішенях дасть n значень перерізів σ_i^{exp} . Маючи у своєму розпорядженні ці перерізи і набір величин $\delta_{i,j}$ для кожної мішені, можна скласти систему з n лінійних рівнянь типу (3.19) і розв'язати її відносно σ_j – перерізів компонентів мішеней.

Для дослідження функцій відгуку ядра ${}^7\text{Li}$ інклюзивне розсіяння електронів проводилося на мішенях ${}^6\text{Li}$ і ${}^7\text{Li}$. Матеріали, з яких виготовлено мішені, були ізотопнозбагачені – одна ізотопом ${}^6\text{Li}$, інша ізотопом ${}^7\text{Li}$. Для того, щоб скористатися методикою *PXK* запишемо ізотопний

склад мішеней не в вагових частках δ' , а в частках числа ядер δ . Для цього скористаємося рівнянням, що зв'язує ці величини для мішені номер i , яка містить два типи нуклідів 1 і 2

$$\delta_{i,1} = \left[1 + \frac{\delta'_{i,2}}{\delta'_{i,1}} \frac{M_1}{M_2} \right]^{-1}, \quad (3.20)$$

де M_j – маса атома. У випадку двох нуклідів $\delta_{i,2} = 1 - \delta_{i,1}$.

За ваговим частинам мішень 1 ($i = 1$) складалася з нукліда 1 (${}^6\text{Li}$) $\delta'_{1,1} = 0.905$ і нукліда 2 (${}^7\text{Li}$) $\delta'_{1,2} = 0.095$, а мішень 2 ($i = 2$) з нукліда 1 (${}^6\text{Li}$) $\delta'_{2,1} = 0.062$ і нукліда 2 (${}^7\text{Li}$) $\delta'_{2,2} = 0.938$. За допомогою рівняння (3.20) знаходимо: $\delta'_{1,1} = 0.917$; $\delta'_{1,2} = 0.083$; $\delta'_{2,1} = 0.072$; $\delta'_{2,2} = 0.928$.

Згідно формули (3.19), система рівнянь у випадку двох мішеней буде

$$\begin{cases} \sigma_1^{\text{exp}} = \sigma_1 \delta_{1,1} + \sigma_2 \delta_{1,2} \\ \sigma_2^{\text{exp}} = \sigma_1 \delta_{2,1} + \sigma_2 \delta_{2,2} \end{cases}, \quad (3.21)$$

Рішення цієї системи має вигляд

$$\sigma_1 = \frac{\sigma_1^{\text{exp}} \delta_{2,2} - \sigma_2^{\text{exp}} \delta_{1,2}}{\delta_{1,1} \delta_{2,2} + \delta_{1,2} \delta_{2,1}}; \quad \sigma_2 = \frac{\sigma_2^{\text{exp}} \delta_{1,1} - \sigma_1^{\text{exp}} \delta_{2,1}}{\delta_{1,1} \delta_{2,2} + \delta_{1,2} \delta_{2,1}}. \quad (3.22)$$

На рис. 3.7 і 3.8 зображено спектри електронів розсіяних на ядрах ${}^7\text{Li}$. Після застосування рів. (3.22) до точок цих спектрів, маємо дані, які відповідають вимірюванням на мішені зі 100-% вмістом ${}^7\text{Li}$. З наведених рисунків видно, що у випадку ядер ${}^7\text{Li}$ при $E_0 = 116 \text{ MeV}$ і $\theta = 160^\circ$ площа під піком пружного розсіяння ($E' = (111.0 - 114.5) \text{ MeV}$) змінилася після використання рівняння (3.22) на 4.9%, а в районі піка квазіпружного

розсіяння ($E' = (74.0 - 90.0) \text{ MeV}$) – на 0.2%; для вимірювань при $E_0 = 259.0 \text{ MeV}$ і $\theta = 60^\circ$ відмінність була: у площі під піком пружного

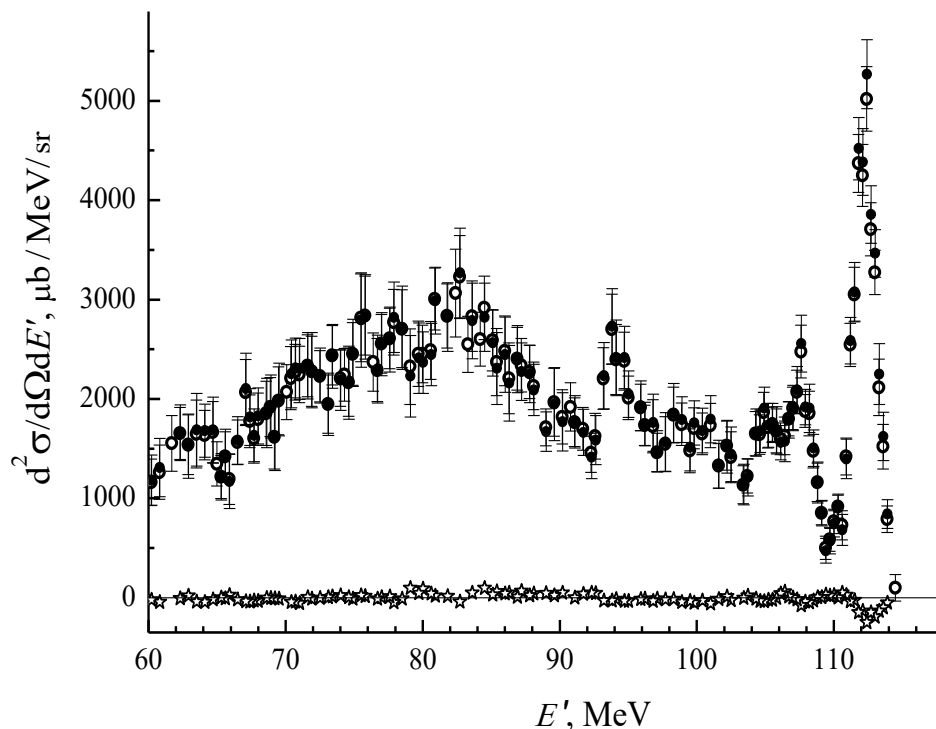


Рис. 3.7. Спектр електронів розсіяних на ядрах ^7Li , здобутий при $E_0 = 116.0 \text{ MeV}$ і $\theta = 160^\circ$. Відкритими кружками зображено результати вимірювань, закритими – ці дані після коригування рівняння (3.22), зірочки – різниця між початковими і скоригованими даними

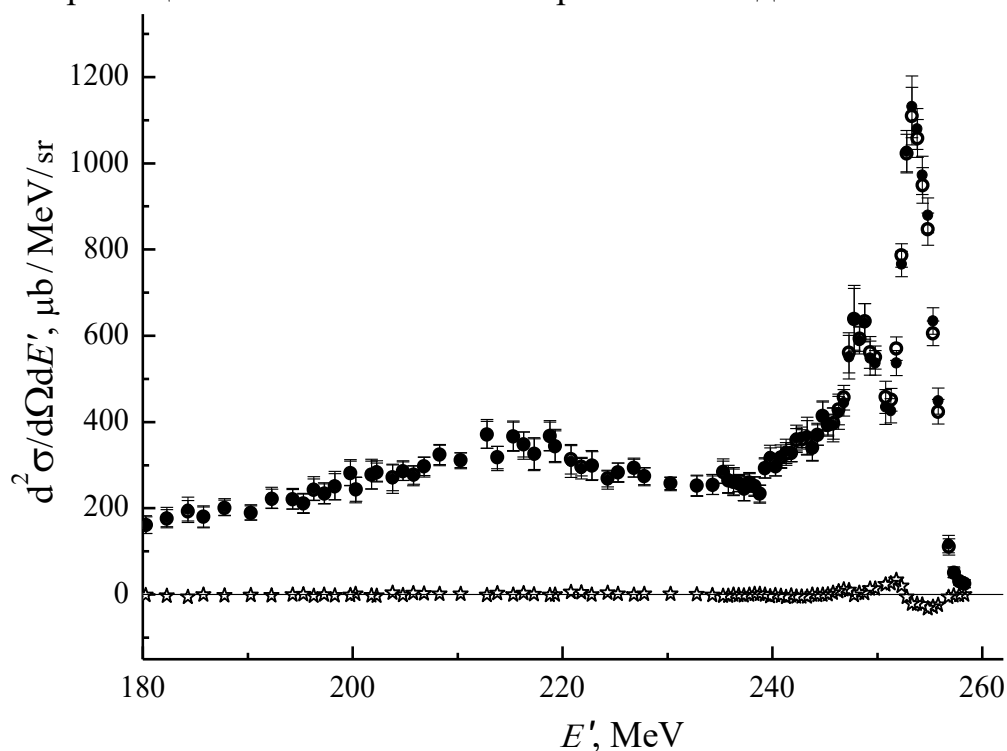


Рис. 3.8. Спектр електронів розсіяних на ядрах ^7Li , здобутий при $E_0 = 259.0 \text{ MeV}$ і $\theta = 60^\circ$. Позначення як на рис. 3.7

розсіяння ($E' = (251.5 - 258.0) \text{ MeV}$) – на 1.6%, у районі піка квазіпружного розсіяння ($E' = (208.0 \div 224.0) \text{ MeV}$) – на 0.3%. Відзначимо, що такий вплив домішки ^6Li на здобуті перерізи на ядрі ^7Li було типовим для випадків спектрів, вимірюваних при великому та малому кутах розсіяння.

3.1.5. Урахування радіаційних та іонізаційних поправок

Експериментальні спектри розсіяних на ядрах електронів, спотворені в результаті втрат енергії, яку уносять випромінювані електронами фотони. Ці втрати відбуваються як унаслідок взаємодії електронів з речовиною мішені, так і при їхньому розсіянні на ядрах мішені. Для того, щоб з вимірюваних спектрів можна було здобути інформацію про досліджуване ядро, потрібно врахувати ці ефекти, тобто провести радіаційне та іонізаційне коригування спектрів (далі рад. коригування).

З усіх етапів обробки даних електроядерних вимірювань рад. коригування спектру є найбільш складним, а так як вимога до точності експериментальних результатів стає дедалі більшою, то в даний час врахування цих втрат потрібно проводити з максимальною ретельністю.

В останніх роботах з розсіяння електронів для рад. коригування спектрів застосовувалися формули з робіт [60;61]. Ці формули використовувалися в роботах лабораторій Saclay, Bates, SLAC, Jefferson Lab та МАМІ, де вимірювання проводилися на електронах високих енергій, наприклад, [21;27;31]. Дані ж цієї роботи здобуті при проміжних енергіях електронів. Тому було потрібно проаналізувати формули робіт [60;61;88;89] і розглянути можливість їхнього застосування до спектрів, які виміряні при $E_0 = (100 \div 300) \text{ MeV}$. Крім того, для рад. коригування використовуваних нами даних на основі робіт [60;61;89] необхідно розробити відповідний алгоритм і написати програми для обчислення.

3.1.5.1. Радіаційні та іонізаційні ефекти. Радіаційні ефекти пов'язані з втратою енергії зарядженою частинкою внаслідок випромінювання

фотона, яке відбувається при прискоренні цієї частинки під дією електромагнітних полів. Вплив цих полів тим більший, чим ближче траєкторія електрона проходить до зарядів речовини і особливо до ядер атомів. Оскільки інтенсивність цього випромінювання обернено-пропорційна квадрату маси носія заряду, а електрон має найменшу масу з усіх заряджених частинок, то для нього радіаційні ефекти проявляються найсильніше. Випромінювання, що при цьому виникає, і пов'язані з цим випромінюванням втрати енергії називаються гальмівним випромінюванням і гальмівними втратами. Ці втрати відбуваються як в акті розсіювання електрона на ядрі (внутрішні гальмівні або Швінгерові втрати), так і при проходженні електроном речовини мішені (зовнішні гальмівні втрати). Перші лінійно залежать від товщини мішені T , другі – квадратично.

Швінгерові втрати енергії відбуваються безпосередньо в акті розсіювання електрона на ядрі, коли прицільний параметр налітаючого електрона близький або менший за розмір ядра.

До зовнішніх гальмівним втрат відносяться ті, що виникають на всьому шляху електрона крізь речовину мішені: як перед, так і після акту ядерного розсіювання. Вони пов'язані зі змінами напрямку руху електрона на малі кути, в основному в межах $\Delta\theta = mc^2/E$.

Іонізаційні втрати виникають унаслідок вибивання налітаючим електроном тих електронів, які належать атомам мішені. Ці втрати відносяться до зовнішніх і, також як і зовнішні гальмівні втрати, пропорційні квадрату товщини мішені

На рис. 3.9 зображені основні діаграми Фейнмана, для процесів рад. втрат. Так, діаграми а), в) і д) відповідають рад. втратам, які відбуваються до акту розсіювання електрона на ядрі, відповідно, Швінгерові, іонізаційні і зовнішні гальмівні втрати, а діаграми б), г) і е) – такі ж втрати, але після акту розсіювання.

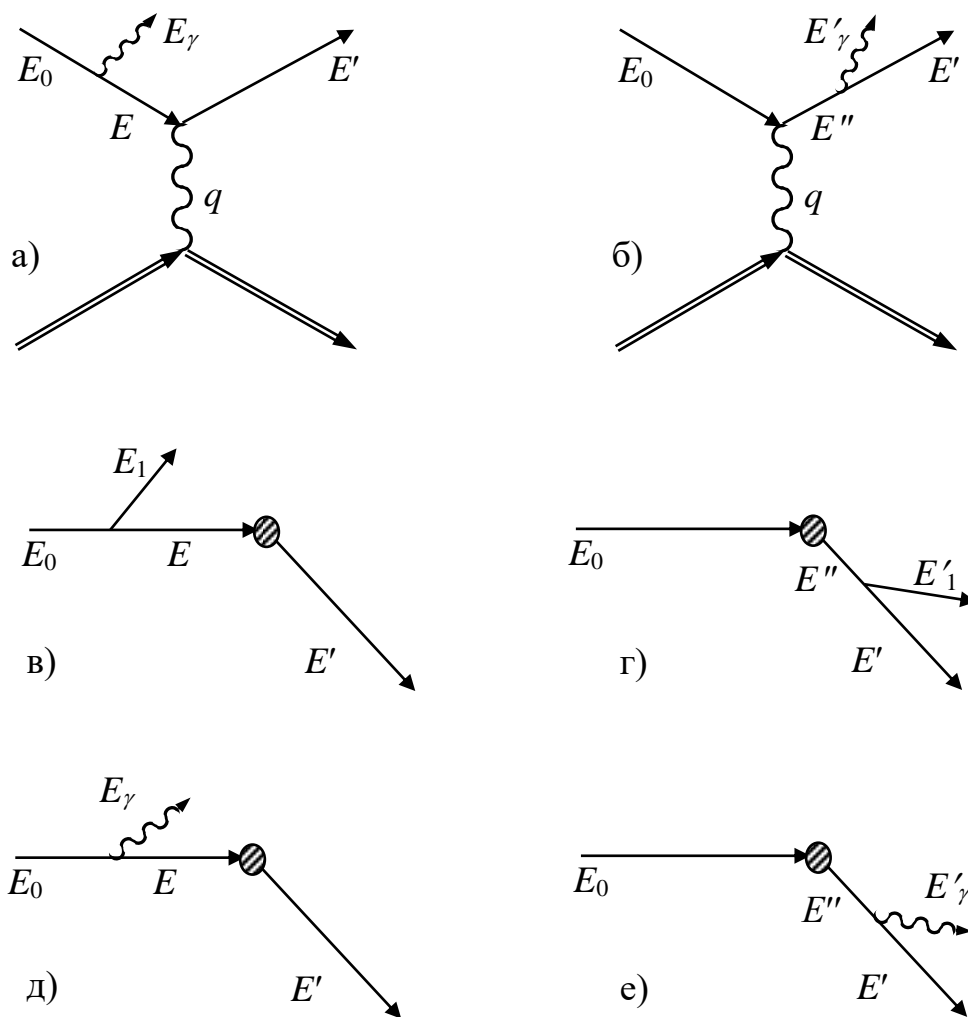


Рис. 3.9. Діаграми Фейнмана. Діаграми а), в) і д) відповідають за рад. втрати, які відбуваються до акта розсіяння електрона на ядрі, відповідно, Швінгерові, іонізаційні та зовнішні гальмівні втрати; б), г) і е) – такі ж втрати, але після акта розсіяння

3.1.5.2. Методика врахування поправок на радіаційні та іонізаційні ефекти. При рад. коригуванні спектра використовуються складні і громіздкі математичні вирази, тому для розрахунку рад. поправок нами були написані кілька обчислювальних програм, заснованих на формулах робіт [60;61;89].

Послідовність операцій при виконанні рад. коригування спектру:

- рад. коригування перерізу пружного розсіяння електронів на ядрі і розрахунок рад. хвоста піка пружного розсіяння вздовж усього спектра;

- віднімання зі спектра непружного розсіювання внеску рад. хвоста піка пружного розсіювання;
- циклічна процедура рад. коригування спектра непружного розсіювання, яка починається з першої після піка пружного розсіювання енергії $E'_f (f=1)$. Ця процедура складається з рад. коригування диференціального перерізу $d^2\sigma(E_0, E'_{f=1})/dE'd\Omega$ (точки спектра), розрахунку рад. хвоста від нього і віднімання останнього з усіх наступних після $E'_f (f=1)$ диференціальних перерізів $d^2\sigma(E_0, E'_f)/dE'd\Omega$. Після чого переходимо до тих самих дій з наступною точкою спектра і далі для всіх E'_f .

На рис. 3.10 зображено приклад віднімання із точки спектра, яка виміряна при енергії $E' = E'_f$, суми рад. хвостів $\sum_{E'_i > E'_f} T(E_0, E'_f)$ від усіх попередніх точок спектра з енергією $E_i > E'_f$.

Для описання рад. коригування спектру введемо позначення:

T – товщина мішені в одиницях рад. довжини X_0 (рад. довжина);

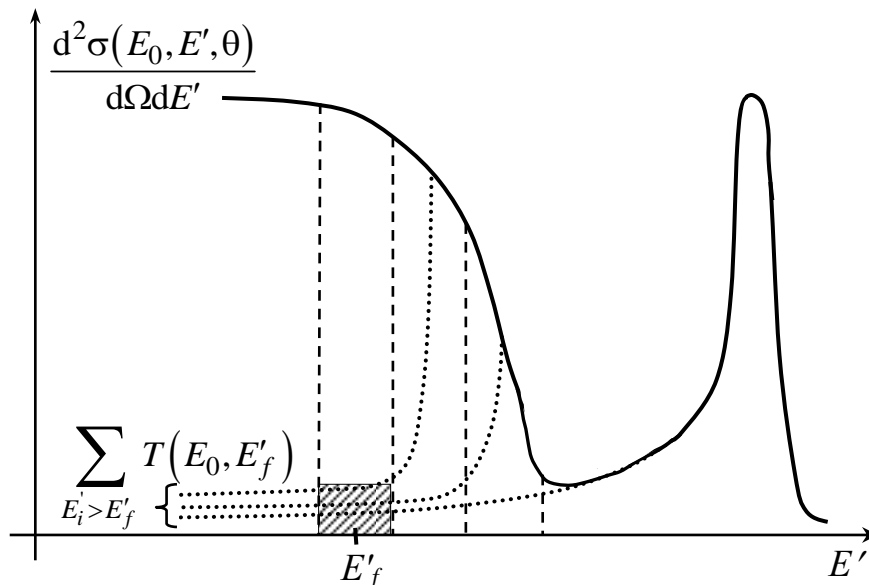


Рис. 3.10. Схема процедури рад. корегування спектра: (—) – спостерігаємий переріз; (...) – радіаційні хвости від ділянок спектра з $E'_i > E'_f$; \square – сума радіаційних хвостів, яка віднімається із коригуємої ділянки спектра

A і Z – відповідно, атомна вага і заряд ядра мішені;

M – маса ядра мішені в MeV;

m – маса електрону, $m = 0.51099$ MeV;

θ – кут розсіювання електрону на ядрі;

E_0 – початкова енергія електрону;

E' – енергія розсіяного електрону;

E_{el} – енергія електрону пружно розсіяного на ядрі (положення максимуму

$$\text{піка пружного розсіювання}), E_{el} = E_0 / \left(1 + \frac{2E_0 \sin^2(\theta/2)}{M} \right);$$

ΔE – величина обрізання піка пружного розсіювання для рад. коригування;

Q і q – 4- і 3-передані імпульси, відповідно;

α – стала тонкої структури, $\alpha = 1/137.036$.

Рад. товщина матеріалу визначається за формулою

$$\frac{1}{X_0} = 1.396 \times 10^{-3} \frac{Z(Z+1)}{A} \ln \left(183 Z^{\frac{1}{3}} \right), \frac{\tilde{m}^2}{\tilde{a} \tilde{d} \tilde{a} \tilde{i}}.$$

3.1.5.3. Рад. коригування піка пружного розсіювання електронів на ядрі. У спектрі розсіяних електронів їхнє пружне розсіювання на ядрі проявляється у вигляді вузького піка, від якого в сторону менших енергій тягнеться рад. хвіст. Під рад. коригуванням піка пружного розсіювання потрібно розуміти здобуття площі цього піка для випадку, так якби при розсіянні електронів не було рад. втрат енергії. Ця площа відповідає перерізу пружного розсіювання $d\sigma/d\Omega_{el}(E_0)$. Рад. коригування піка пружного розсіювання проводиться за допомогою величини k_{rad} – множника до експериментального перерізу $d\sigma/d\Omega_{el, exp}(E_0, \Delta E)$, який є площею піка пружного розсіювання від E_0 до енергії обрізання ($E_{el} - \Delta E$)

$$d\sigma/d\Omega_{el}(E_0) = d\sigma/d\Omega_{el, exp}(E_0, \Delta E) \times k_{rad}. \quad (3.23)$$

Точність процедури рад. коригування піка пружного розсіяння залежить від точності величини $d\sigma/d\Omega_{el, \exp}(E_0, \theta, \Delta E)$, а також від точності множника k_{rad} . Розглянемо визначення останньої величини в роботах [60;61;88;89].

Визначення множника k_{rad} у роботі [60]

$$k_{rad} = \exp(\delta_t + \delta). \quad (3.24)$$

Величина δ_t визначає внесок зовнішніх втрат, δ – внутрішніх втрат. Вираз для δ_t має вигляд:

$$\delta_t = \left\{ \left[b_i T_i + \frac{1}{2} b T \right] \cdot \ln(E_{el}^2 / E_0 \Delta E) + \left[b_f T_f + \frac{1}{2} b T \right] \cdot \ln(E_{el} / \Delta E) \right\}, \quad (3.25)$$

$$b = \frac{4}{3} \left\{ 1 + \frac{1}{9} \left[(Z+1)/(Z+\eta) \right] \left[\ln(183 \cdot Z^{-1/3}) \right]^{-1} \right\}, \quad (3.26)$$

$$\eta = \ln(1440 \cdot Z^{-2/3}) / \ln(183 \cdot Z^{-1/3}).$$

Уперше величина δ була розрахована в 1949 році Швінгером [90]. У 1961 році Тсай [91] цей розрахунок уточнив урахуванням кінематичного ефекту віддачі ядра мішені і ефектом випромінювання фотона цим ядром. Ці ефекти дають помітний внесок у δ при переданому імпульсі порядку маси ядра. У випадку, коли відбувається розсіяння на протоні, вони змінюють значення δ на 1% при $Q = 3$ фм⁻¹. Відзначимо, що застосування формули роботи [91] ускладнюється його громіздким видом і необхідністю числового розрахунку функцій Спенса (інтеграл похибки). Для розрахунку цих функцій у 1963 році Мейстер і Йєнні запропонували наближене рішення [92]. Завдяки цьому вираз для величини δ прийняв вид трьох членів ряду розвинення за ступенями Z . У роботі [60] наведено формули

для розрахунку δ з робіт [91;92], а в таб. II на стор. 210 результати цих розрахунків для ядра ^{48}Ca для трьох доданків. Порівняння цих результатів доводить, що урахування третього доданка наближеної формули роботи [92] дає нереальні значення величини δ , тоді як сума тільки двох перших доданків мало відрізняється від розрахунку роботи [60]: на 0.16% при $q = 1.31 \text{ фм}^{-1}$ і на 0.86% при $q = 3.56 \text{ фм}^{-1}$. У даній роботі розрахунки δ виконуються по першим двом доданкам формули з роботи [92], яке в цьому випадку має вигляд

$$\delta = \frac{-\alpha}{\pi} \left\{ \left[\ln \left(\frac{Q^2}{m^2} \right) - 1 \right] \cdot \ln \left(\frac{E_0}{E_{el}} \cdot \left[\frac{\Delta E}{E_{el}} \right]^2 \right) + \frac{13}{6} \cdot \ln \left(\frac{Q^2}{m^2} \right) - \frac{1}{2} \cdot \ln^2 \left(\frac{E_0}{E_{el}} \right) - \frac{28}{9} \right\} \quad (3.27)$$

$$- \frac{Z\alpha}{\pi} \left\{ \ln \left(\frac{E_0}{E_{el}} \right) \cdot \ln \left(\frac{E_0}{E_{el}} \left(\frac{E_0}{E_4} \right)^2 \left(\frac{\Delta E}{E_{el}} \right)^4 \right) - \beta \cdot \left(\frac{2E_0}{M} \right) + \beta \cdot \left(\frac{2E_{el}}{M} \right) \right\},$$

де $\beta(x) = (\ln^2 x) \cdot \theta(1-x)$; $\theta(\alpha) = 1$ якщо $\alpha > 0$ ³ $\theta(\alpha) = 0$ якщо $\alpha \leq 0$;

$$E_4 = M + \frac{Q^2}{2M}.$$

Вираз для множника k_{rad} з роботи [61]

$$k_{rad} = F(Q^2, T) \cdot \left(\frac{R\Delta E}{E_0} \right)^{T'} \cdot \left(\frac{\Delta E}{E_{el}} \right)^{T'} \cdot \left(1 - \frac{\zeta}{\Delta E} \right). \quad (3.28)$$

Тут $\left(1 - \frac{\zeta}{\Delta E} \right)$ – коефіцієнт, який враховує іонізаційні втрати електрона в мішені (у роботі [60] цей внесок не розглядався) і

$$\zeta = 0.154(Z/A)T \cdot X_0, \quad (3.29)$$

– параметр Ландау в MeV, а рад. товщина матеріалу X_0 у грам/см².

Для врахування іонізаційних втрат у роботі [61] крім множника вводяться поправки до початкової енергії $E_0 = E_0 - \Delta_0$ і енергії розсіяного електрону $E' = E' + \Delta'$, де Δ_0 – найбільш ймовірні втрати енергії налітаючим електроном до акту розсіяння в центрі мішені $T/2$. Величина Δ_0 визначається як

$$\Delta_0 = \frac{\zeta}{2} \left[\ln \frac{3 \cdot 10^9 \zeta E_0^2 / 2}{m^2 Z^2} - 0.5772 \right].$$

Величина Δ' записується аналогічно, якщо замінити E_0 на E' . Відзначимо, що величини Δ_0 і Δ' визначені в припущенні, що розсіяння на ядрі відбувається в середині мішені і для товщин $T < 0.1$ рад. довжини, де таке наближення дає похибку менше 1%. У всіх формулах, які відносяться до роботи [61], на місці E_0 і E' треба розуміти $E_0 - \Delta_0$ і $E' + \Delta'$, відповідно.

Величини, що входять у формулу (3.28), записуються як

$$F(Q^2, T) = 1 + 0.5772 \cdot bT + \frac{2\alpha}{\pi} \cdot \left(\frac{-14}{9} + \frac{13}{12} \ln \left(\frac{Q^2}{m^2} \right) \right) - \frac{\alpha}{2\pi} \ln^2 \left(\frac{E_0}{E_{el}} \right) + \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{6} - \hat{O} \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} \right) \right), \quad (3.30)$$

$$T' = b(T/2 + t_r), \quad (3.31)$$

$$t_r = \frac{\alpha}{\pi b} \left(\ln \frac{Q^2}{m^2} - 1 \right), \quad (3.32)$$

$$\hat{O}(x) = \int_0^x \frac{-\ln|1-y|}{y} dy,$$

$$R = \frac{M + 2E_0 \sin^2(\theta/2)}{M - 2E' \sin^2(\theta/2)}.$$

Вираз для множника k_{rad} з роботи [89] записується подібно до того, як у роботі [61]. Однак у цьому випадку для визначення параметра Ландау авторами використовувалася величина

$$\zeta = \frac{\pi m}{2\alpha} \frac{T}{(Z + \eta) \ln(183/Z^{1/3})}.$$

У роботі [88] вираз для k_{rad} записується у вигляді

$$\begin{aligned} k_{rad} &= \exp(\delta_s) \cdot \exp(\delta_B) \cdot (1 + \delta_i), \\ \exp(-\delta_s) &= C_s \cdot \left(\frac{\Delta E}{E_{el}} \right)^{\lambda_s}, \quad \lambda_s = \frac{4\alpha}{\pi} \left[\ln \frac{2E_{el}}{m} \sin \frac{1}{2} \theta - \frac{1}{2} \right], \\ C_s &= \exp \left(\frac{4\alpha}{\pi} \left\{ \frac{13}{12} \left(\ln \frac{2E_{el}}{m} \sin \frac{\theta}{2} - \frac{1}{2} \right) \right\} - \frac{17}{72} \right), \\ \exp(-\delta_B) &= C_B \cdot \left(\frac{\Delta E}{E_{el}} \right)^{\lambda_B}, \quad \lambda_B = 1.37 \cdot T, \quad C_s = \exp(1.096 \cdot T), \\ \delta_i &= \frac{1}{1.25} \cdot \frac{\Delta'_0}{\Delta E}, \quad \Delta'_0 = 0.222 \cdot T X_0 \cdot Z/A. \end{aligned} \tag{3.33}$$

Значення коефіцієнтів рад. коригування для піка пружного розсіювання на ядрі ${}^7\text{Li}$, розраховані за формулами робіт [60;61;88;89] для двох різних умов вимірювань наведені в табл. 3.1.

Для того щоб прийняти для подальших розрахунків один з наведених коефіцієнтів k_{rad} ми, по-перше, відмовилися від коефіцієнта, який розраховується за формулами роботи [88], тому що його значення значно відрізняються від інших; по-друге, вибрали коефіцієнт, який має середнє значення серед решти. Отже, для рад. коригування піків пружного розсіювання був прийнятий розрахунок k_{rad} за формулами роботи [61] (див. формулу (3.28)).

Таблиця 3.1

**Коефіцієнти рад. коригування для піка пружного розсіювання
електронів на ядрі ${}^7\text{Li}$:**
(1): $E_0 = 259.10$ MeV, $\theta = 47^\circ$, $T = 0.236\%$ рад. довжини, $\Delta E = 3.0$ MeV
(2): $E_0 = 116.0$ MeV, $\theta = 160^\circ$, $T = 0.324\%$ рад. довжини, $\Delta E = 1.5$ MeV

Джерело	$k_{rad}^{(1)}$	$k_{rad}^{(1)} / k_{rad}^{(1)*} - 1, \%$	$k_{rad}^{(2)}$	$k_{rad}^{(2)} / k_{rad}^{(2)*} - 1, \%$
ф. (3.28) [61]	1.2101	—	1.2156	—
ф. (3.24) [60]	1.2088	-0.11	1.2122	-0.28
ф. (3.33) [88]	1.2123	0.18	1.2228	0.59
[89]	1.2118	0.14	1.2182	0.21

Примітка: $k_{rad}^{(1)*}$ – коефіцієнт, розрахований за формулами роботи [61].

3.1.5.4. Розрахунок рад. хвоста піка пружного розсіювання. Після рад. коригування піка пружного розсіювання електронів потрібно розрахувати рад. хвіст від цього піка і подати весь спектр непружного розсіювання (далі спектр) без його урахування. Рад. хвіст піка пружного розсіювання, згідно роботі [61], можна записати у вигляді

$$\frac{d^2\sigma_{el,t+r}}{d\Omega dE'}(E_0, E', T) = F_{soft} \cdot \left(\frac{d^2\sigma_{el,t}(E_0, E', T)}{d\Omega \cdot dE'} + \frac{d^2\sigma_{el,r}(E_0, E')}{d\Omega \cdot dE'} \right), \quad (3.34)$$

де перший доданок враховує зовнішні втрати енергії електроном, а другий відповідає за внутрішні втрати, F_{soft} – поправка, що враховує внесок багаторазового випромінювання низькоенергетичних фотонів.

Для розрахунку зовнішніх втрат – гальмівних і іонізаційних – у наближенні тонкої мішені (T менша, за 0.1 рад. довжини) використовується формула

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{el,t}(E_0, E', T)}{d\Omega dE'} = & \left[\frac{d\sigma_{el}^{eff}(E_0)}{d\Omega} \left\{ \frac{bT}{2} \frac{1}{\omega_p} \phi(v_p) + \frac{\zeta}{2\omega_p^2} \right\} + \right. \\ & \left. + \frac{M + (E_0 - \omega_s)(1 - \cos\theta)}{M - E'(1 - \cos\theta)} \cdot \frac{d\sigma_{el}^{eff}(E_0 - \omega_s)}{d\Omega} \left\{ \frac{bT}{2} \frac{1}{\omega_s} \phi(v_s) + \frac{\zeta}{2\omega_s^2} \right\} \right], \quad (3.35) \end{aligned}$$

де $\frac{d\sigma_{el}^{eff}(E)}{d\Omega} = F(Q^2, T) \cdot \frac{d\sigma_{el}(E)}{d\Omega}$, а величина $F(Q^2, T)$ визначена за формулою (3.30). Решта використаних у формулі (3.35) величин мають вигляд як у роботі [89] і наведені далі

$$\begin{aligned}\omega_s &= E_0 - \frac{E'}{1 - (2E'/M)\sin^2(\theta/2)}, \\ \omega_p &= \frac{E_0}{1 + (2E_0/M)\sin^2(\theta/2)} - E', \\ \nu_s &= \omega_s/E_0, \quad \nu_p = \omega_p/(E' + \omega_p).\end{aligned}$$

Вид гальмівного спектру фотонів $\phi(\nu)$ повинен бути обраний залежно від ступеня екранування і нормований так щоб $\phi(0)=1$. Згідно Россі [93], ступінь екранування можна оцінити, використовуючи вираз

$$\gamma = 100 \frac{mc^2}{U} \frac{\gamma_0}{1 - \gamma_0} Z^{-1/3},$$

де $U = E_0 + mc^2$ – повна енергія електрона, $\gamma_0 = E'_\gamma/U$ – відносна енергія фотона, E'_γ – енергія фотона, випроміненого електроном з кінетичною енергією E_0 . Випадок $\gamma \approx 0$ відповідає повному екрануванню, а при $\gamma \gg 1$ екранування відсутнє. Згідно [94], при повному екрануванні вираз для гальмівного спектра має вигляд

$$\phi(\nu) = 1 - \nu + \frac{3}{4}\nu^2. \quad (3.36)$$

Для спектрів розсіяних на ядрах ${}^7\text{Li}$ електронів, використаних у роботі, проаналізували ступінь екранування. Так при $E_0 = 100$ MeV і до $E' = 50$ MeV параметр $\gamma \leq 0.34$, а у випадку $E_0 = 260$ MeV, $E' \leq 130$ MeV –

$\gamma \leq 0.13$. Тому в наших розрахунках для гальмівного спектра використовувався вираз (3.36).

Вираз для точного розрахунку внутрішніх втрат у припущенні однофотонного випромінювання і з урахуванням можливості випромінювання реального фотона в будь-якому напрямку (на відміну від пікового наближення) приведено в роботах [60;61] і має вигляд

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{el,r}(E_0, E')}{d\Omega dE'} &= \frac{\alpha^3}{(2\pi)} \left(\frac{E'}{E_0} \right) \int_{-1}^1 \frac{2M\omega \cdot d(\cos\theta_k)}{q^4(u_0 - |\underline{u}|\cos\theta_k)} \\ &\left(W_2^0(q^2) \cdot \left\{ \frac{-am^2}{x^3} \left[2E_0(E' + \omega) + \frac{q^2}{2} \right] - \frac{a'm^2}{y^3} \left[2E'(E_0 - \omega) + \frac{q^2}{2} \right] - 2 \right. \right. \\ &+ 2\nu(x^{-1} - y^{-1}) \left\{ m^2(s \cdot p - \omega^2) + (s \cdot p) \left[2E_0E' - (s \cdot p) + \omega(E_0 - E') \right] \right\} \\ &+ x^{-1} \left[2(E_0E' + E_0\omega + E'^2) + \frac{q^2}{2} - (s \cdot p) - m^2 \right] \\ &\left. \left. - y^{-1} \left[2(E_0E' - E'\omega + E_0^2) + \frac{q^2}{2} - (s \cdot p) - m^2 \right] \right\} \right. \\ &+ W_1^0(q^2) \left[\left(\frac{a}{x^3} + \frac{a'}{y^3} \right) m^2(2m^2 + q^2) + 4 \right. \\ &\left. \left. + 4\nu(x^{-1} - y^{-1})(s \cdot p)(s \cdot p - 2m^2) + (x^{-1} - y^{-1})(2s \cdot p + 2m^2 - q^2) \right] \right). \quad (3.37) \end{aligned}$$

Використовуючи запис перерізу у вигляді

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \sigma_{Mott} \cdot \frac{1}{1 + E_0(1 - \cos\theta)/M} \cdot \left[W_2^0(q^2) + 2 \tan^2 \frac{\theta}{2} W_1^0(q^2) \right], \quad (3.38)$$

вирази для W_1^0 і W_2^0 запишемо через поздовжній і поперечний компоненти формфактора основного стану ядра:

$$W_1^0 = \frac{1}{2} F_T^2(q^2),$$

$$W_2^0 = F_L^2(q^2) + \frac{1}{2} F_T^2(q^2).$$

Енергія фотона, що записана в лабораторній системі, дорівнює

$$\omega = \frac{1}{2} (u^2 - M^2) / (u_0 - |\underline{u}| \cos \theta_k).$$

Згідно [61;89], величини з формули (3.37) визначаються як

$$u^2 = 2m^2 + M^2 - 2(s \cdot p) + 2M(E_0 - E'),$$

$$u_0 = E_0 + M - E',$$

$$|\underline{u}| = (u_0^2 - u^2)^{1/2},$$

$$q^2 = 2m^2 - 2(s \cdot p) - 2\omega(E_0 - E') + 2\omega|\underline{u}| \cos \theta_k,$$

$$a = \omega(E' - |\underline{p}| \cos \theta_p \cos \theta_k),$$

$$a' = \omega(E_0 - |\underline{s}| \cos \theta_s \cos \theta_k),$$

$$b = -\omega|\underline{p}| \sin \theta_p \sin \theta_k,$$

$$\nu = (a' - a)^{-1},$$

$$\cos \theta_p = \frac{|\underline{s}| \cos \theta - |\underline{p}|}{|\underline{u}|},$$

$$\cos \theta_s = \frac{|\underline{s}| - |\underline{p}| \cos \theta}{|\underline{u}|},$$

$$x = (a^2 - b^2)^{1/2},$$

$$y = (a'^2 - b^2)^{1/2}.$$

У формулах використана метрика

$$s \cdot p = E_0 E' - \vec{s} \cdot \vec{p}$$

$$(s \cdot p) = \vec{s} \cdot \vec{p} = E_0 E' \cdot \cos \theta.$$

$$|\underline{s}| = \sqrt{\frac{E_0^2}{c^2} - m^2 c^2}$$

$$|\underline{p}| = \sqrt{\frac{E'^2}{c^2} - m^2 c^2}$$

$$f_s(E_{0,x}, E') = \left(\frac{E_0 - E_{0,x}}{E'R} \right)^{T'} \cdot \left(\frac{E_0 - E_{0,x}}{E_0} \right)^{T'} \left[\frac{T'}{E_0 - E_{0,x}} \cdot \Phi \left(\frac{E_0 - E_{0,x}}{E_0} \right) + \frac{\zeta}{2(E_0 - E_{0,x})^2} \right]$$

$$f_p(E_0, E'_x) = \left(\frac{E'_x - E'}{E'_x} \right)^{T'} \cdot \left(\frac{(E'_x - E')R}{E_0} \right)^{T'} \left[\frac{T'}{E'_x - E'} \cdot \Phi \left(\frac{E'_x - E'}{E'_x} \right) + \frac{\zeta}{2(E'_x - E')^2} \right]$$

У виразі (3.37), у випадку коли $a = a'$, виникає невизначеність виду нуль ділити на нуль. Це відповідає куту $\cos \theta_k$, який дорівнює

$$\cos \theta_k = \frac{1}{\sin \theta} \left[(E_0/|\underline{s}|) \sin \theta_p - (E'/|\underline{p}|) \sin \theta_s \right].$$

У числовому інтегруванні формули (3.37), область поблизу цього значення має бути проігноровано.

Для врахування внеску багаторазового випромінювання низько-енергетичних фотонів у формулу (3.37) вводиться множник, який має вигляд

$$F_{soft} = \left(\frac{\omega_s}{E_0} \right)^{T'} \left(\frac{\omega_p}{E' + \omega_p} \right)^{T'}. \quad (3.39)$$

Величина цієї поправки змінюється вздовж спектра і найбільш суттєва поблизу піка пружного розсіяння. Так, для випадку ядра ${}^7\text{Li}$ при

$E_0 = 260.0$ MeV, $\theta = 60^\circ$, $T = 0.002$ рад. довжини при $E' = 250.0$ MeV (130.0 MeV) величина $F_{\text{soft}} = 0.83$ (0.96).

У рад. хвості піка пружного розсіювання електронів співвідношення внесків від внутрішніх і зовнішніх втрат сильно залежить від товщини мішені T , але мало змінюється вздовж спектра. У табл. 3.2 як приклад цього співвідношення наведено розрахунок для рад. хвоста у випадку розсіювання електронів на ядрі ${}^7\text{Li}$ при $E_0 = 260.0$ MeV і $\theta = 60^\circ$. З цієї таблиці видно, що внутрішні втрати можуть домінувати над зовнішніми втратами енергії.

Для перевірки роботи нашої обчислювальної програми розрахунку рад. хвоста були повторені розрахунки табличних даних з літературних джерел [60;94;95], а результати порівнянь наведені в таблицях 3.3 і 3.4. Як можна бачити з таблиць, відмінність між розрахунками нашими і з інших робіт у випадку ядра ${}^{12}\text{C}$ склала частки відсотків, а у випадку ядра ${}^1\text{H}$ у кінці рад. хвоста – дійшло до 3.3%. Однак у більшості експериментів з розсіювання електронів (і в наших також) вимірювання проводять до $E' > 1/3 E_0$, а в такому випадку точність роботи програми краще 1%.

Таблиця 3.2

Відношення внутрішніх втрат енергії до зовнішніх у рад. хвості піка пружного розсіювання електронів на ядрі ${}^7\text{Li}$ при $E_0 = 260.0$ MeV і $\theta = 60^\circ$. Товщини мішені T дані у відсотках рад. довжини

E'/E_{el}	0.98	0.90	0.80	0.70	0.60	0.50	0.40
$T = 0.2$	10.60	16.18	16.90	16.63	15.97	15.04	13.93
$T = 1.5$	1.43	2.18	2.27	2.24	2.15	2.02	1.87

Примітка: Тут і далі, якщо не сказано іншого, розрахунки виконуються за формулами роботи [61].

3.1.5.5. Метод еквівалентного радіатора для розрахунку рад. хвоста піка пружного розсіювання. Межі застосування методу. В формулі для рад. хвоста (3.34) член, який враховує внутрішні втрати енергії, має дуже громіздкий вигляд і при його розрахунку потрібно використовувати

Таблиця 3.3

Розрахунок рад. хвоста піка пружного розсіяння для ядра ^1H при $\theta = 5^\circ$ і $E_0 = 1000$ MeV, товщина мішені $T = 0$. Дані наведені в 10^{-27} см²/GeV/ср. У 4-ій колонці – величина відхилення від 1.0 відношення даних 2-ої колонки до даних з 3-ьої колонки у відсотках

E' , MeV	Розглядувана робота	[60;61]	відношення, %
980	3.734	3.733	0.03
900	0.6246	0.6244	0.03
700	0.2277	0.2275	0.09
500	0.1937	0.1934	0.16
300	0.3079	0.3048	1.02
200	0.5615	0.5435	3.31

Таблиця 3.4

Розрахунок рад. хвоста піка пружного розсіяння для ядра ^{12}C при $\theta = 14^\circ$ і $E_0 = 800$ MeV, товщина мішені $T = 0$. Дані наведені в 10^{-30} см²/GeV/ср. У 4-ій колонці – величина відхилення від 1.0 відношення даних 2-ої колонки до даних з 3-ьої колонки у відсотках

E' , MeV	Розглядувана робота	[97;98]	відношення, %
780	511.12	511	0.02
760	259.19	259	0.07
700	124.34	124	0.27
600	94.12	94	0.13
500	102.3	102	0.29
400	133.87	134	-0.10
300	206.8	207	-0.10
200	405.75	406	-0.06
100	1360.97	1360	0.07

числове інтегрування, що вимагає досить великого часу роботи комп'ютера. Для спрощення цих обчислень у роботах [60;61;95-97] було розроблено кілька методів наближеного розрахунку рад. хвостів, одним з яких є метод еквівалентного радіатора (*МЕР*) [60]. Цей метод вважається гарною альтернативою точним розрахунками (див. [60;89;98-100]) на ділянці спектра, де $E' > 2/3E_0$. Обґрунтуванням цього є результати порівняння розрахунків рад. хвоста, виконаних у наближенні *МЕР*, з його розрахунками за точних

формулах. Це порівняння наведено в роботах [60;98] для розсіяння електронів на ядрах ^1H під кутами $\theta = 5^\circ$ і 14° , а також одного спектра на ядрах ^{12}C при $\theta = 14^\circ$ і $E_0 = 800$ MeV [98].

Однак ці перевірки наближення *MEP* не є достатніми, так як вони виконані тільки при малих кутах розсіяння, а у випадку ядра ^{12}C для одного значення E_0 . При цьому розглядається розсіяння на двох ядрах, з яких ^1H є особливим ядром і його характеристики не типові для інших ядер. Тому ми провели свій аналіз меж застосування наближення *MEP*.

Вираз для рад. хвоста піка пружного розсіяння в наближенні *MEP*, згідно [60;61], записується як

$$\frac{d\sigma_{el,t+r}}{d\Omega dE'}(E_0, E', T) = F_{soft} \cdot \frac{d\sigma_{el,t}(E_0, E', T + 2t_r)}{d\Omega dE'}, \quad (3.40)$$

де t_r – товщина еквівалентного радіатора (див. формулу (3.32)).

Ця напівемпірична формула ґрунтується на припущенні, що ефект внутрішнього гальмівного випромінювання еквівалентний випромінюванню від двох радіаторів з однаковими товщинами t_r , які розміщені на траєкторії електрона до і після акта розсіяння.

Для визначення умов застосування *MEP* були проведені розрахунки для ряду ядер у широкому діапазоні переданих імпульсів і знайдено залежності від E' величини $U(E') = (R_{MEP}(E')/R(E') - 1) \times 100$. Ця величина є відхиленням в процентах розрахунку по *MEP* (R_{MEP}) від точного розрахунку (R) за формулами робіт [60;61]. На рис. 3.11а зображена величина $U(E')$ для рад. хвоста піка пружного розсіяння електронів на ядрах ^1H і ^4He при куті розсіяння $\theta = 60^\circ$ і декількох початкових енергіях E_0 . Товщини мішеней прийняті $T = 0.2\%$ рад. довжини. Як видно з цього рисунка, функція $U(E')$ у випадку ^1H монотонно убиває, але розрахунок цієї функції для ^4He для $E_0 = 1000$ MeV має глибокий мінімум при енергії 600 MeV. Позначимо енергію цього мінімуму E'_m . З аналізу функцій $U(E')$ було зроблено

припущення, що така сильна розбіжність у поведінці цих функцій пов'язана з неоднаковою залежністю формфакторів основного стану $F_{el}^2(q^2)$ розглядуваних ядер. Так формфактор ядра ${}^4\text{He}$ при $q = 3.15 \text{ фм}^{-1}$ має дифракційний мінімум [101], а у ${}^1\text{H}$ – монотонно убиває з ростом q при всіх значеннях цієї величини [102].

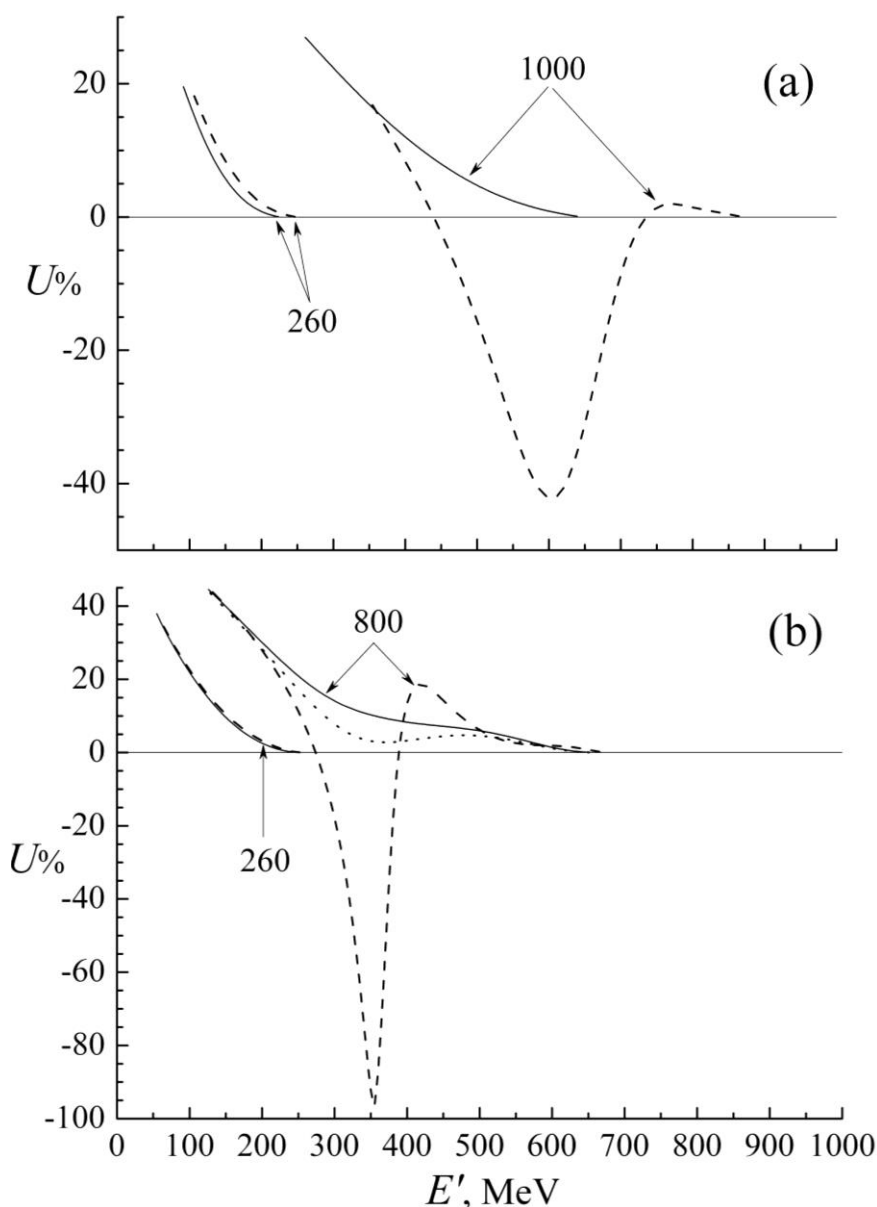


Рис. 3.11. Розрахунок функції $U(E')$ ядер ${}^1\text{H}$, ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$ і ${}^{12}\text{C}$ при куті розсіяння $\theta = 60^\circ$ і товщині мішеней $T = 0.2\%$ рад. довжини. Стрілками позначені початкові енергії електронів у MeV.

а) суцільні лінії – ${}^1\text{H}$, штрихові лінії – ${}^4\text{He}$; б) суцільні і пунктирні лінії – ${}^7\text{Li}$ у випадках розрахунку, відповідно, для повного формфактора і тільки для зарядового формфактора, штрихові лінії – ${}^{12}\text{C}$

Для перевірки зв'язку між знайденим у функції $U(E')$ мінімумом з дифракційним мінімумом у формфакторі основного стану $F_{el}^2(q^2)$ було розглянуто поведінку $U(E')$ ядер ${}^7\text{Li}$ і ${}^{12}\text{C}$. Унаслідок особливостей розподілу густини заряду в ядрі ${}^7\text{Li}$, його формфактор не має дифракційного мінімуму [103], але цей мінімум добре виражений у формфакторі ядра ${}^{12}\text{C}$ [57]. Отже, за характером функцій $F_{el}^2(q^2)$ пара ядер ${}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$ подібна парі ${}^1\text{H}$, ${}^4\text{He}$. Розрахунок $U(E')$ для ${}^7\text{Li}$ і ${}^{12}\text{C}$ наведено на рис. 3.11b. Видно, що функція $U(E')$ ядра ${}^7\text{Li}$ не має мінімуму, а у випадку ядра ${}^{12}\text{C}$ мінімум функції $U(E')$ спостерігається при $E'_m = 350$ МеВ. Тобто, рис. 3.11b для $U(E')$ ядер ${}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$ подібний рис. 3.11a для $U(E')$ ядер ${}^1\text{H}$, ${}^4\text{He}$ і це узгоджується з припущенням про причини появи мінімуму у функції $U(E')$.

Потрібно відзначити, що у формулу рад. хвоста піка пружного розсіювання входить як поздовжній компонент формфактора, так і поперечний. Оскільки останній відсутній у ядер ${}^4\text{He}$ і ${}^{12}\text{C}$, то можна припустити, що мінімуми у функції $U(E')$ цих ядер пов'язані з відсутністю у них внеску поперечного компонента формфактора. Для перевірки цього припущення була розрахована функція $U(E')$ ядра ${}^7\text{Li}$, у формфакторі якого було виключено поперечний формфактор. Оскільки ніяких особливостей у поведінці функції $U(E')$ цей розрахунок не довів (див. рис. 3.11b), то можна зробити висновок, що мінімуми функції $U(E')$ не пов'язані з наявністю у ядра поперечного формфактора.

Для того щоб визначити умови, при яких допустимо застосовувати MEP , необхідно провести розрахунки функції $U(E')$ для різних кінематичних умов пружного розсіювання електронів на кількох ядрах. Такий розрахунок було проведено для ядер ${}^4\text{He}$ і ${}^{12}\text{C}$ (див. рис. 3.12 і 3.13) і він довів

- 1) для даного ядра і фіксованого кута розсіювання величина E'_m – положення мінімуму функції $U(E')$, не залежить від E_0 ;
- 2) із зменшенням енергії E_0 глибина мінімуму функції $U(E')$ зменшується і стає близькою до нуля, коли $E_0 \approx E'_m$;
- 3) із зменшенням кута розсіювання θ величина E'_m росте.

Відзначимо, що на рис. 3.13 розрахунок $U(E')$ для ядра ^{12}C при $\theta = 14^\circ$ і $E_0 = 800$ MeV, який розглянуто в [98;99] не зображений, оскільки крива цього розрахунку не має мінімуму і для всіх E' її значення змінюється в межах $|\Delta U| = 5$.

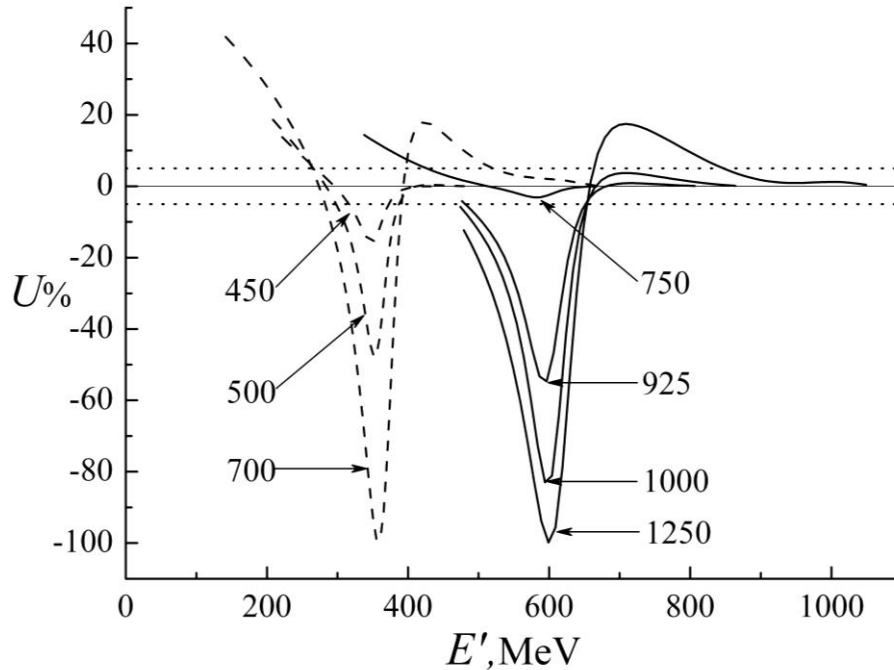


Рис. 3.12. Функція $U(E')$ ядер ^4He (суцільні лінії) і ^{12}C (штрихові лінії) при куті розсіяння $\theta = 60^\circ$ і різних початкових енергіях E_0 , значення яких у MeV вказані стрілками, пунктирні лінії обмежують значення $\Delta U = \pm 5$

Для ядер ^{16}O і ^{40}Ca було проведено аналіз функції $U(E')$ аналогічний до випадку ядер ^4He і ^{12}C , що дало змогу здобути емпіричну залежність значення енергії $E'_{m,i}$ від θ , яка має вигляд

$$E'_{m,i} = Q_{m,1} \times 100 / \sin(\theta/2) + \Upsilon_1, \quad (3.41)$$

де 4-импульс $Q_{m,1}$ відповідає 1-му диференційному мінімуму формфактора основного стану ядра у фм^{-1} , Υ_1 – стала для кожного даного ядра, значення якої декілька MeV. Для побудови кривих на рис. 3.14 величина Υ_1 прийнята рівною 0. Ця формула, якщо в неї підставити відповідні $Q_{m,i}$, може застосовуватися і для більш високих диференціальних мінімумів формфактора основного стану ядра. Як приклад на рис. 3.14 наведено значення

E'_2 – мінімуму функції $U(E')$, який пов'язаний з другим дифракційним мінімумом формфактора ядра ^{40}Ca ($Q_{m,2} = 2.02 \text{ фм}^{-1}$).

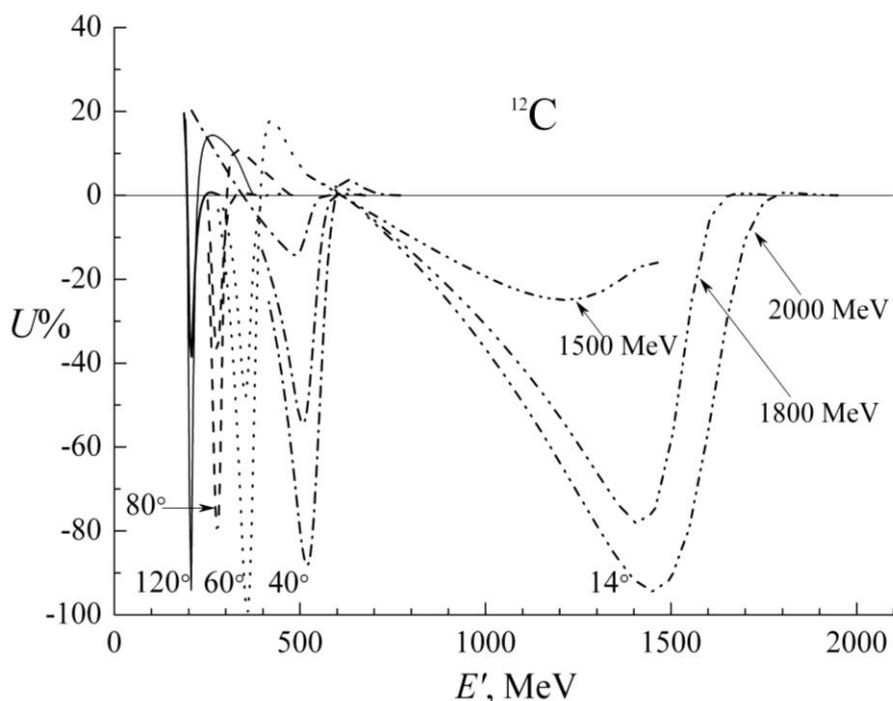


Рис. 3.13. Функція $U(E')$ ядра ^{12}C при різних кутах θ . Функції $U(E')$, що відповідають одному значенню θ , але різним енергіям E_0 , позначені лініями одного типу. Для $U(E')$ при $\theta = 14^\circ$ стрілками вказано значення енергій E_0

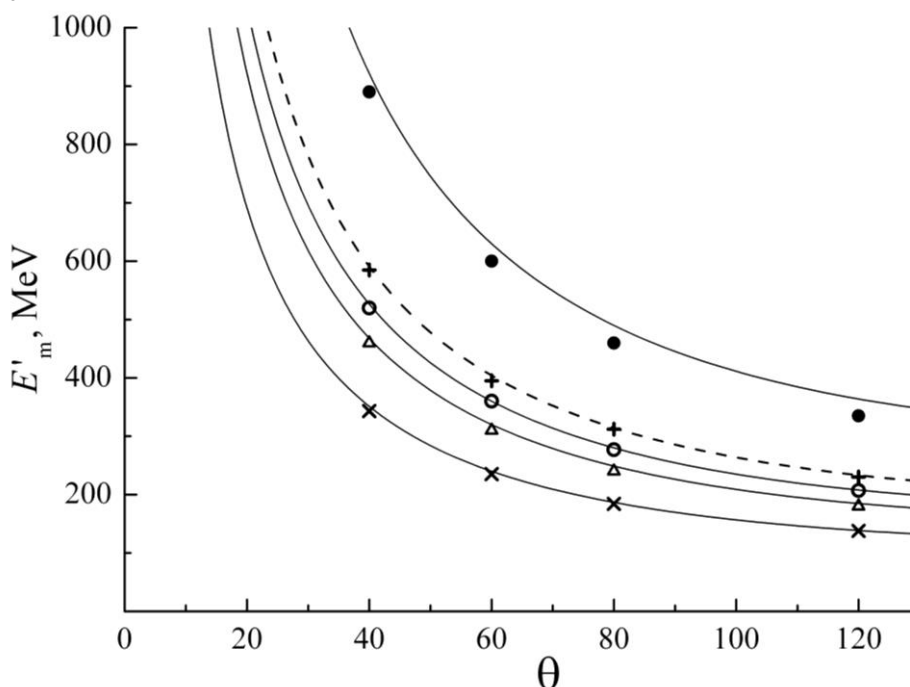


Рис. 3.14. E'_m – положення мінімуму функції $U(E')$ від кута розсіяння θ для ядер ^4He (точки), ^{12}C (кружки), ^{16}O (трикутники), ^{40}Ca (косі хрестики). Суцільні лінії – розрахунок за формулою (3.41). Прямими хрестиками зображені значення E'_2 ядра ^{40}Ca , які пов'язані з другим мінімумом формфактора, відповідний розрахунок – штриховою лінією

Для того щоб визначити довжину ділянки спектра, де для розрахунку рад. хвоста піка пружного розсіювання можна застосовувати *MEP*, задамо величину $\varepsilon = E_{el} - E'_u$, де E'_u – значення енергії, при якій відхилення розрахунку по *MEP* від розрахунку за точним формулами дорівнює 5% (на рис. 3.12 величина $|\Delta U| = 5$). Результати розрахунку величини ε для ядер ^4He , ^{12}C , ^{16}O , ^{40}Ca при $\theta = 40^\circ \div 80^\circ$ довели (рис. 3.15), що до $E_0 = 600$ MeV значення $\varepsilon = 40$ MeV. Зі зменшенням кута θ величина ε зростає. Так при $\theta = 14^\circ$ і $E_0 = 500 \div 2000$ MeV розрахунки дають $\varepsilon = 100$ MeV. Збільшення кута до $\theta = 120^\circ$ знижує значення ε до величини $\varepsilon \leq 16$ MeV.

Отже, були виявлені деякі закономірності у відмінності розрахунків по *MEP* від точних розрахунків і узагальнено здобуті результати на низку легких ядер ($A \leq 40$). Було доведено, що розрахунок по *MEP* рад. хвоста піка пружного розсіювання можна використовувати в дослідженнях збуджених станів легких ядер при кутах розсіювання електронів $\theta \leq 80^\circ$.

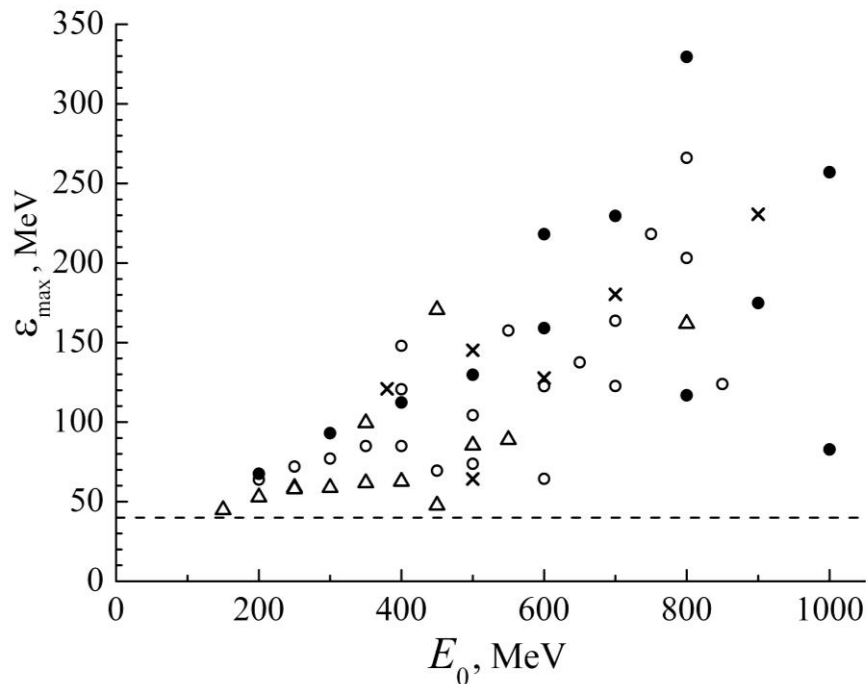


Рис. 3.15. Величина ε – довжина ділянки спектра, де для розрахунку рад. хвоста піка пружного розсіювання можна застосовувати *MEP* з відхиленням цього розрахунку від точного в межах 5%. Розглянуто випадки розсіювання електронів на кути $\theta = 40^\circ \div 80^\circ$ при різних початкових енергіях E_0 для ядер ^4He (точки), ^{12}C (кружки), ^{16}O (трикутники), ^{40}Ca (косі хрестики)

3.1.5.6. *Рад. коригування непружної частини спектра.* Рад. хвіст піка пружного розсіяння дає значний (до 50%) внесок у всі ділянки вимірних спектрів. Що ж стосується рад. хвостів піків дискретних збуджених станів і квазіпружного розсіяння електронів на нуклонах ядра, то відповідні їм рад. хвости менш інтенсивні і швидко зменшуються з переданою енергією. З проведеного нами дослідження *MEP* [58;59], випливає, що це наближення може бути застосовано для рад. коригування спектра непружного розсіяння після віднімання з цього спектра рад. хвоста піка пружного розсіяння. Це не суперечить висновкам робіт [60;61;98], і практиці застосування *MEP* для рад. коригування спектрів непружного розсіяння, як, наприклад, у сучасних роботах [44;100] на ядрах ^4He , ^{12}C , ^{56}Fe і ^{208}Pb .

Основні етапи рад. коригування спектра непружного розсіяння описано в пункті 3.1.5.2, а формула для нього в наближенні МЭР має вигляд [60;61]

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{eff}}{d\Omega dE'}(E_0, E') = & k_{rad}^{inel}(E_0, E') \cdot \left(\frac{d^2\sigma_{exp}}{d\Omega dE'}(E_0, E') - \right. \\ & - \int_{E_{0,min}(E')}^{E_0 - R \cdot \Delta} \frac{d^2\sigma^{eff}}{d\Omega dE'}(E_{0,x}, E') \cdot f_s(E_{0,x}, E') \cdot dE_{0,x} \\ & \left. - \int_{E' + \Delta}^{E'_{max}} \frac{d^2\sigma^{eff}}{d\Omega dE'}(E_0, E'_x) \cdot f_p(E_0, E'_x) \cdot dE'_x \right), \end{aligned} \quad (3.42)$$

де $k_{rad}^{inel}(E_0, E')$ – коефіцієнт рад. корегування диференційного перерізу непружного спектра, який записується у вигляді [61]

$$k_{rad}^{inel}(E_0, E') = \left(\frac{R \cdot \Delta}{E_0} \right)^{-T'} \left(\frac{\Delta}{E'} \right)^{-T'} \left(1 - \frac{\zeta}{(1 - 2T') \cdot \Delta} \right)^{-1} F(Q^2, T)^{-1}, \quad (3.43)$$

де $f_s(E_{0,x}, E')$ і $f_p(E_0, E'_x)$ – підінтегральні вирази, що враховують внутрішні і зовнішні втрати енергії електроном. Величини, що входять у формули (3.42) і (3.43), визначені раніше.

Для визначення меж інтегрування у формулі (3.42) запишемо вирази

$$E'_{max} = E_{el}, \quad E_{0,min}(E') = E' / (1 - E'M^{-1}(1 - \cos \theta)). \quad (3.44)$$

Для того щоб застосувати формулу (3.42) для рад. коригування спектра непружного розсіяння необхідно використовувати переріз $\frac{d^2 \sigma^{eff}}{d\Omega dE'}(E_0, E')$ при $E_{0,x} < E_0 - R\Delta$ і постійному значенні E' і при $E'_x > E' + \Delta$ з постійним значенням E_0 . Однак через високу вартість часу роботи прискорювача перерізи вимірюють при декількох початкових енергіях E_0 , але в широкому діапазоні енергій розсіяних електронів E' . Унаслідок цього, інтегрування по dE'_x (другий інтеграл у формулі (3.42)) може бути виконано по вже рад. виправленому спектру, а для знаходження значення інтеграла по $dE_{0,x}$ потрібно проведення низки інтерполяцій значень перерізів. Оскільки, при постійному значенні маси кінцевої адронної системи M_f і фіксованій величині θ , переріз є монотонною функцією початкової енергії E_0 , то процедури інтерполяції повинні проводитися вздовж таких ліній, а не вздовж постійного значення E' . Вираз для M_f має вигляд

$$M_f^2 = M^2 + 2M(E_0 - E') - Q^2. \quad (3.45)$$

Оскільки $E_0 - E' = \omega$, то з цього виразу слідує, що інтерполяції можна проводити вздовж ліній постійних значень енергій збудження

$$\varepsilon = Const.$$

У роботі [60], де запропоновано формулу (3.45), на рис. 3 стор. 216 інтерполяційні лінії мають опуклу форму. Однак, в умовах наших вимірювань ці лінії мають великий радіус кривизни і виглядають прямими, що видно з рис. 3.16. Розглянемо процедуру інтерполяцій значень перерізів, яка потрібна для обчислення інтеграла по $dE_{0,x}$ з формули (3.42) на прикладі набору спектрів, виміряних при одному куті розсіяння електронів $\theta = 160^\circ$ і різних початкових енергіях E_0 (див. рис. 3.16). Процедура рад. коригування спектрів завжди починається з піка пружного розсіяння і йде вздовж спектра від менших значень ϵ до великих, а всі спектри, виміряні при дані одному куті розсіяння θ , піддаються рад.

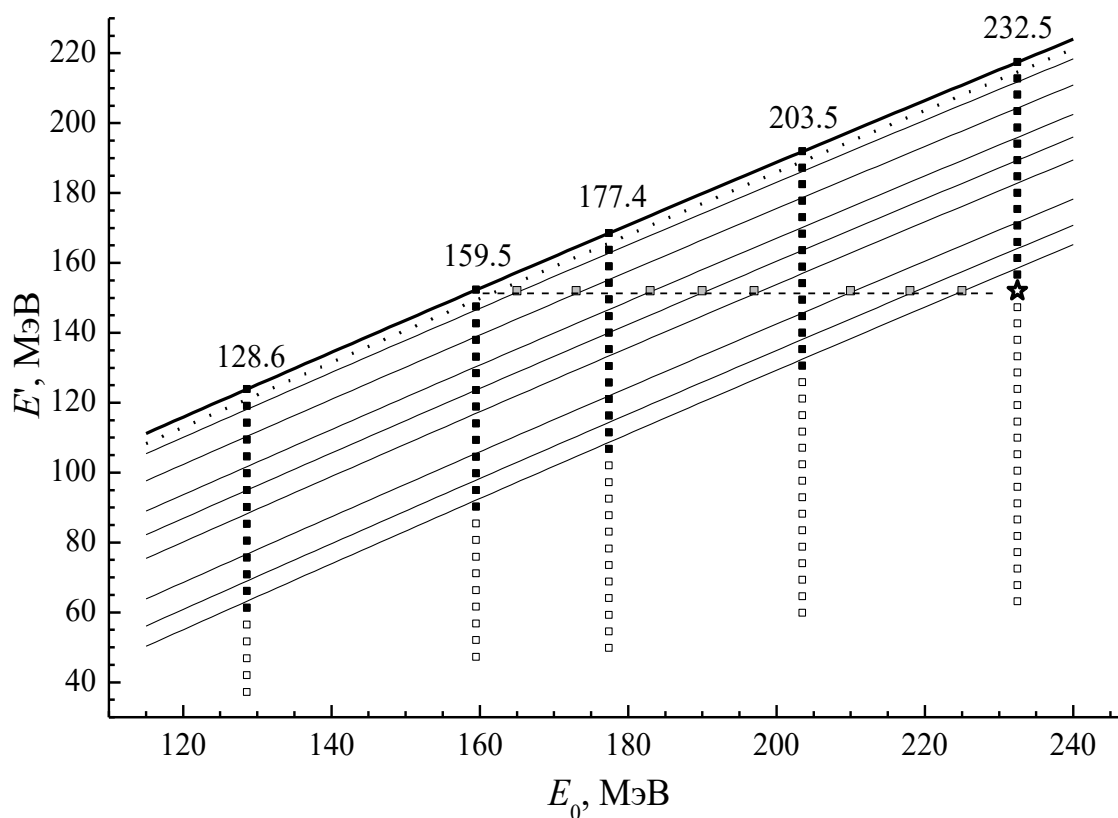


Рис. 3.16. Процедура рад. коригування спектрів, виміряних при одному куті розсіяння $\theta = 160^\circ$ і різних E_0 , зазначених над кожним спектром. Закритими квадратами зображені дані після рад. коригування, відкритими – до рад. коригування, зірочкою – точка спектра, що рад. коригується, сірими квадратами – значення здобуті в результаті інтерполяцій рад. коригованих експериментальних даних і необхідні для рад. коригування точки спектра, яка зображена зірочкою. Пунктирна лінія – межа обрізання для даних пружного розсіяння, суцільні лінії – розрахунок за формулою (3.45)

коригуванню одночасно. Нехай при $\varepsilon < 65$ MeV на кожному розглядуваному діапазоні вже рад. кориговані (зображені закритими квадратами), тоді маємо змогу приступити до рад. коригування точки спектра при $E' = 152$ MeV на спектрі з $E_0 = 232.5$ MeV (позначена зірочкою, $\varepsilon = 65$ MeV). Для обчислення інтеграла по $dE_{0,x}$ необхідно знати значення перерізів на лінії $E' = const = 152$ MeV при різних $E_{0,x}$ (сірі квадрати). Проведемо через деяку точку ($E_{0,x} = 210$ MeV; $E' = 152$ MeV) лінію за формулою (3.45), яка перетинає спектри різної початкової енергії через вже рад. кориговані дані (тонка суцільна лінія). Тоді, шукане значення перерізу буде знайдено з інтерполяції між сусідніми до точки $E_{0,x} = 210$ MeV спектрами уздовж тонкої суцільної лінії. Провівши таку процедуру для всіх $E_{0,x}$ з кроком $dE_{0,x}$ у діапазоні від $E_0 - R \cdot \Delta$ до $E_{0,min}$ ми обчислимо значення першого інтегралу у формулі (3.42). Для проведення такого рад. коригування розроблено алгоритм, блок-схема якого зображена на рис. 3.17.

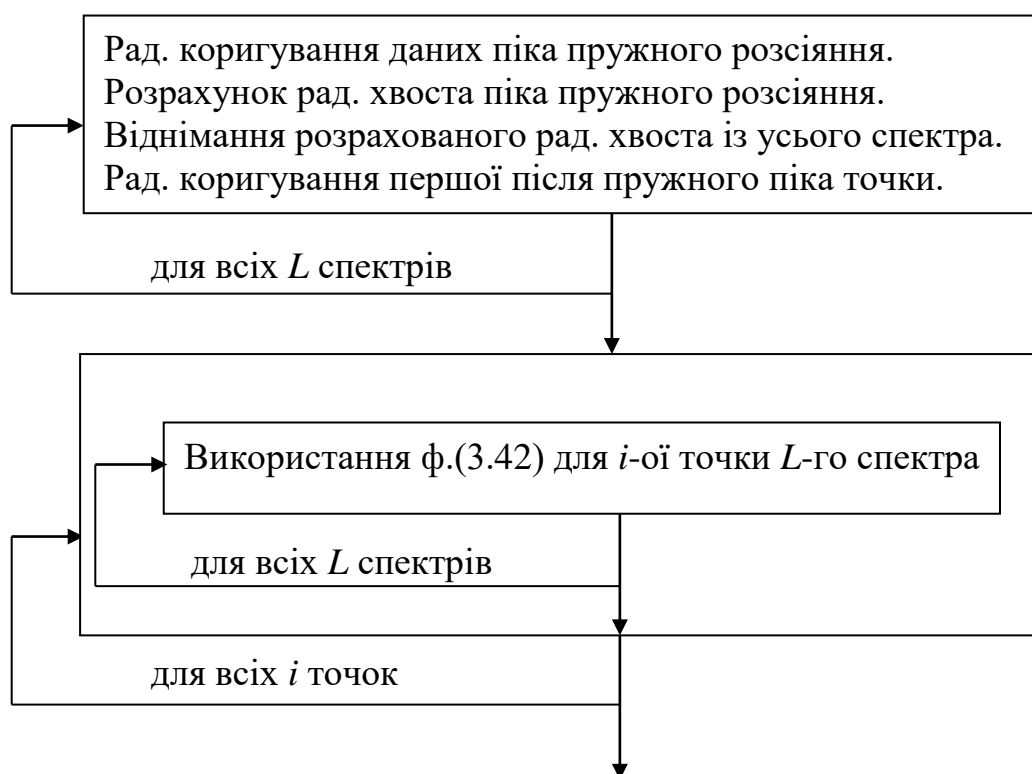


Рис. 3.17. Блок-схема програми рад. коригування набору із L спектрів

Вираз для рад. коригування безперервного спектра містить величину Δ , яка, відповідно до робіт [60;61], має бути обрана досить маленькою так, щоб $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(E_0 - R \cdot \Delta, E')$ і $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(E_0, E' + \Delta)$ незначно відрізнялися від $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(E_0, E')$ (менш ніж на 10%), але досить великою так, щоб величина ζ/Δ була меншою за 0.1 (ζ – параметр Ландау, формула (3.26)).

Згідно до цієї вимоги у випадку розсіяння електронів з початковою енергією $E_0 = 260$ MeV на ядрі ${}^7\text{Li}$ з товщиною мішені $T = 0.3\%$ рад. довжини величина Δ має бути більшою за 0.2 MeV. При цьому в роботі [60] стверджується, що Δ має бути меншою 15 MeV, а результат рад. коригування спектра не залежать від вибору цієї величини. З останнього твердження витікає, що необхідне нам значення Δ має перебувати в інтервалі таких величин, використання яких у рад. коригуванні спектра дають однакові площі S під цим спектром. Тобто необхідно провести низку рад. коригувань спектра з різними Δ і знайти плато величини S' як функції від Δ , де S' – відхилення в процентах площі спектра, здобутого при використанні в рад. коригуванні різних значень Δ , від випадку з $\Delta = 5$ MeV. Така робота була виконана для двох спектрів з області енергій E_0 , при яких були проведені наші вимірювання. Унаслідок знайдено інтервали значень Δ , у межах яких амплітуда розкиду S' була $\pm 0.5\%$.

Як видно на рис. 3.18 і 3.19 ці інтервали (1.2 ÷ 6.0) MeV у випадку спектра при $E_0 = 260$ MeV і $\theta = 40^\circ$ і (1 ÷ 8) MeV у випадку вимірювань при $E_0 = 104$ MeV і $\theta = 160^\circ$. Такий діапазон Δ не суперечить вимогам робіт [60;61] і для наших розрахунків було прийнято значення $\Delta = 5$ MeV, таке ж як і в роботі [89], яка була виконана для ядер H, ${}^2\text{H}$, Be, Al, Cu, Au.

Для тестування нашої програми повного рад. коригування спектрів були використані дані з розсіяння електронів на ядрах ${}^1\text{H}$ при $\theta = 6^\circ$ і

$E_0 = (7000 \div 16000)$ MeV, які наведені в [60;61] тільки в графічному вигляді.

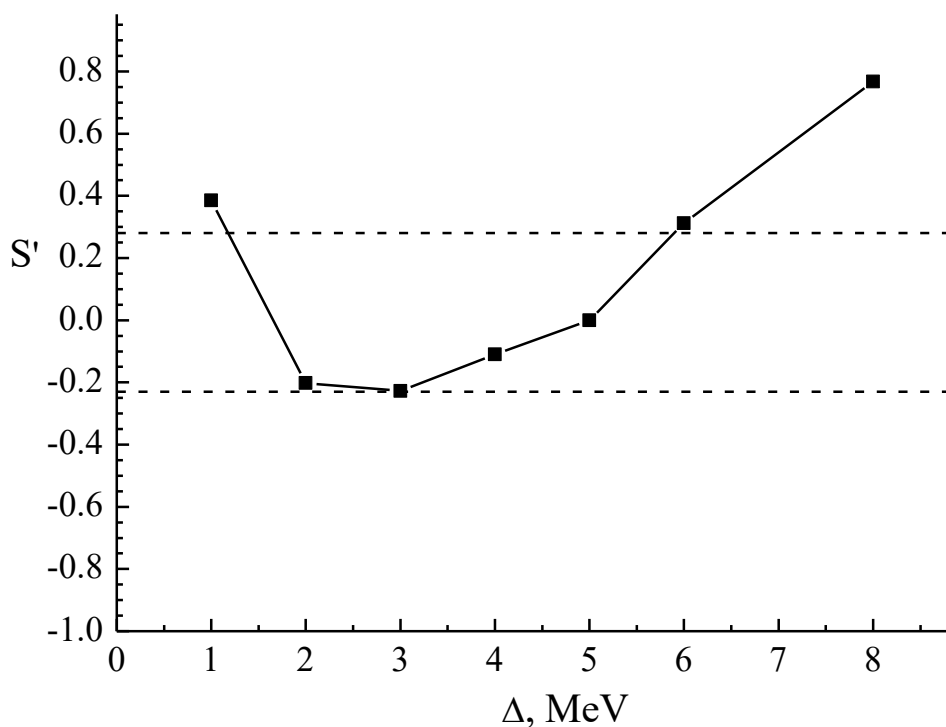


Рис. 3.18. Залежність площі рад. коригованого спектра від величини Δ на приладі спектр електронів розсіяних на ядрі ${}^7\text{Li}$ при $E_0 = 259.2$ MeV і $\theta = 40^\circ$. S' – відхилення в процентах площі спектра при використанні в рад. коригуванні різних значень Δ , від випадку $\Delta = 5$ MeV. Штрихові лінії обмежують амплітуду розкиду цих відхилень $\pm 0.5\%$

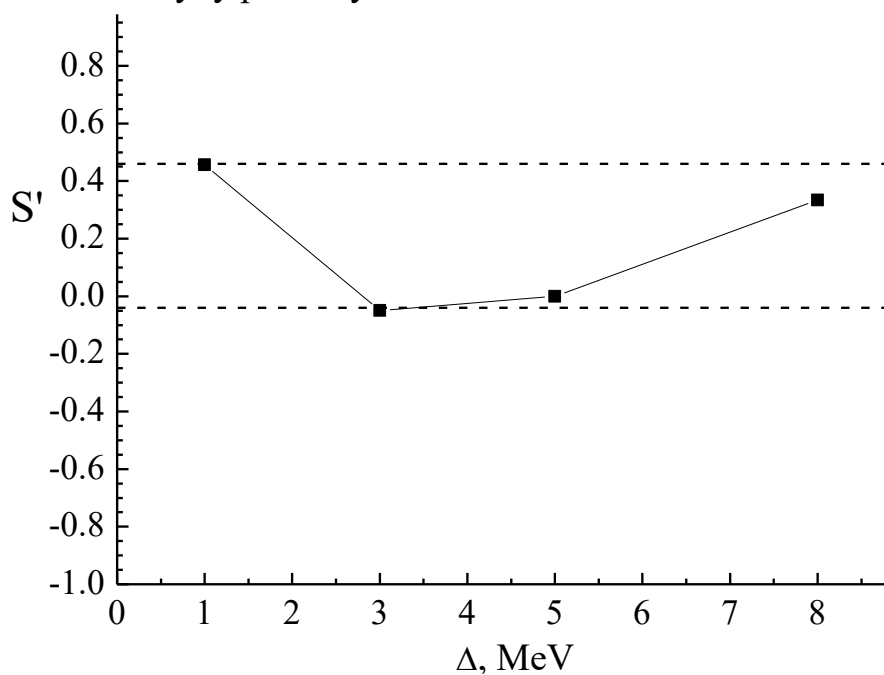


Рис. 3.19. Теж саме, що на рис. 3.18, але для спектра виміряного при $E_0 = 104$ MeV і $\theta = 160^\circ$

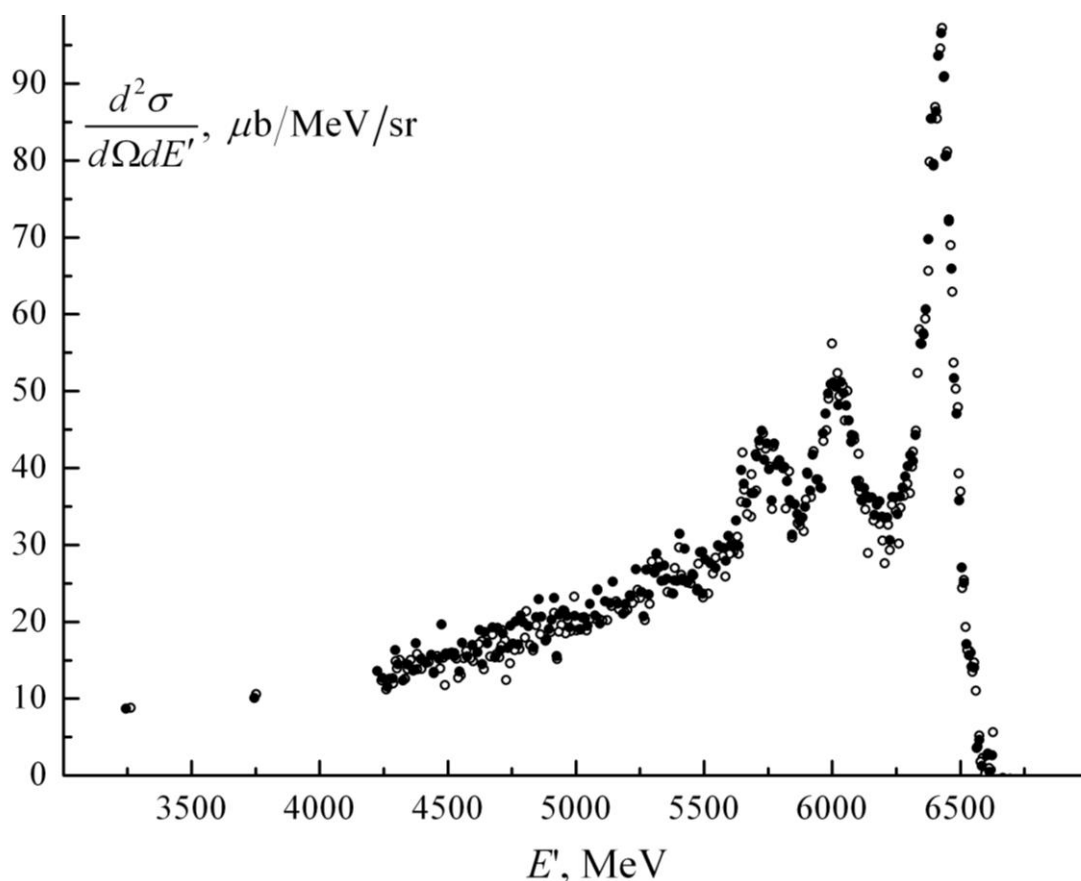


Рис. 3.20. Радіаційно-іонізаційне коригування спектра ${}^1\text{H}(e,e')$ при $\theta = 6^\circ$ і $E_0 = 7000$ MeV. Закриті кружки – результат роботи нашої програми рад. коригування спектра за формулою (3.42), відкриті – результат з роботи [60;61]

Після оцифровки цих даних було проведено рад. коригування за формулою (3.42), результат якого зображено на рис. 3.20 для $E_0 = 7000$ MeV. Різниця між результатами рад. коригування спектра за нашою програмою і результатами робіт [60;61] склала 0.8% на інтервалі $5500 \div 6500$ MeV, що приблизно відповідає точності процедури оцифровки рисунків.

Розглянуте рад. коригування виконується для набору спектрів вимірюваних при одному і тому ж куті розсіяння θ . Однак при необхідності виконати рад. коригування одного спектра можна використовувати запропоноване в [60] «плоске» рад. коригування, при якому інтеграл по $E_{0,x}$ замінюється на інтеграл по E'_x . У цьому випадку формула (3.42) матиме вигляд

$$\frac{d^2\sigma^{eff}}{d\Omega dE'}(E_0, E') = k_{rad}^{inel}(E_0, E') \cdot \left(\frac{d^2\sigma_{exp}}{d\Omega dE'}(E_0, E') - \right. \\ \left. - 2 \int_{E'+\Delta}^{E'_{max}} \frac{d^2\sigma^{eff}}{d\Omega dE'}(E_0, E'_x) \cdot f_p(E_0, E'_x) \cdot dE'_x \right). \quad (3.46)$$

На рис. 3.21 зображено результат рад. коригування в «плоскому» підході і повному (формули (3.46) і (3.42), відповідно) для випадку $\theta = 160^\circ$, $E_0 = 104$ MeV і $T = 0.236\%$ рад. довжини. З цього рисунка видно, що в межах похибки експериментальних даних (2.8% на інтервалі енергій $E' = (70 \div 95)$ MeV і 2.0% на інтервалі $E' = (40 \div 70)$ MeV) відмінність двох типів рад. коригування склало 1.35% і 2.5%, відповідно. Добре видно, що в розглядуваному спектрі внесок рад. хвоста піка пружного розсіяння менше

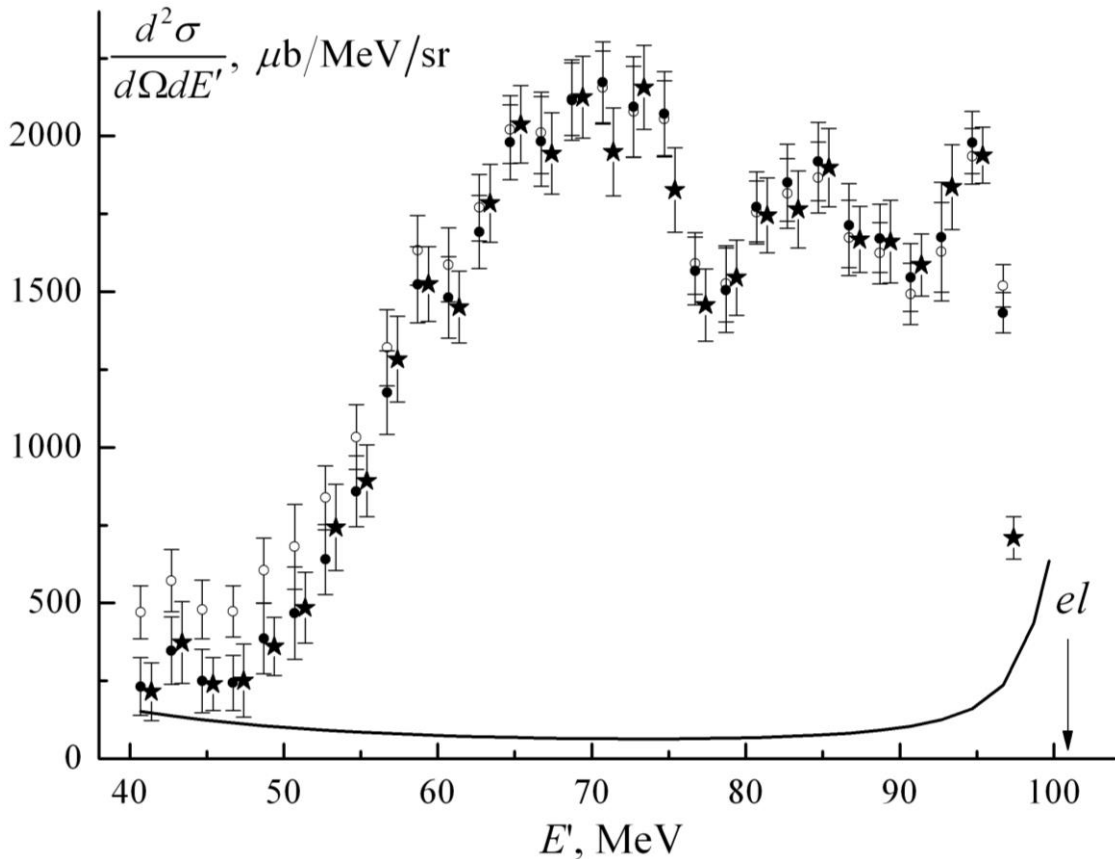


Рис. 3.21. Радіаційно-іонізаційне коригування спектру ${}^7\text{Li}(e, e')$ вимірюного при $\theta = 160^\circ$, $E_0 = 104$ MeV і $T = 0.236\%$ рад. довжині. Відкриті кружки – спектр до рад. коригування, закриті – рад. коригування спектра за формулою (3.42), зірочки – «плоске» рад. коригування спектра за формулою (3.46). Стрілка вказує положення піка пружного розсіяння

$1/3$, отже на частку другого інтеграла з формули 3.42 припадає більше $1/3$ від загальної величини рад. коригування. Така ситуація є типовою для даних вимірювань при великих θ . У випадку ж спектрів, вимірюваних при малих кутах розсіювання, основний внесок у рад. коригування дає рад. хвіст (близько 50%), а на частку другого інтеграла формули (3.42) припадає приблизно $1/4$ загальної величини рад. коригування. Отже, похибка, яку вносить застосування «плоского» рад. коригування до спектрів, вимірюваних при малих θ , дасть похибку меншу, ніж у спектри при великих θ .

Виходячи з цих аргументів, формула (3.46) була застосована для рад. коригування наявних у нас даних з розсіювання електронів на ядрах ${}^7\text{Li}$, вимірюваних у діапазоні $\theta = 34^\circ 10' \div 94^\circ 10'$.

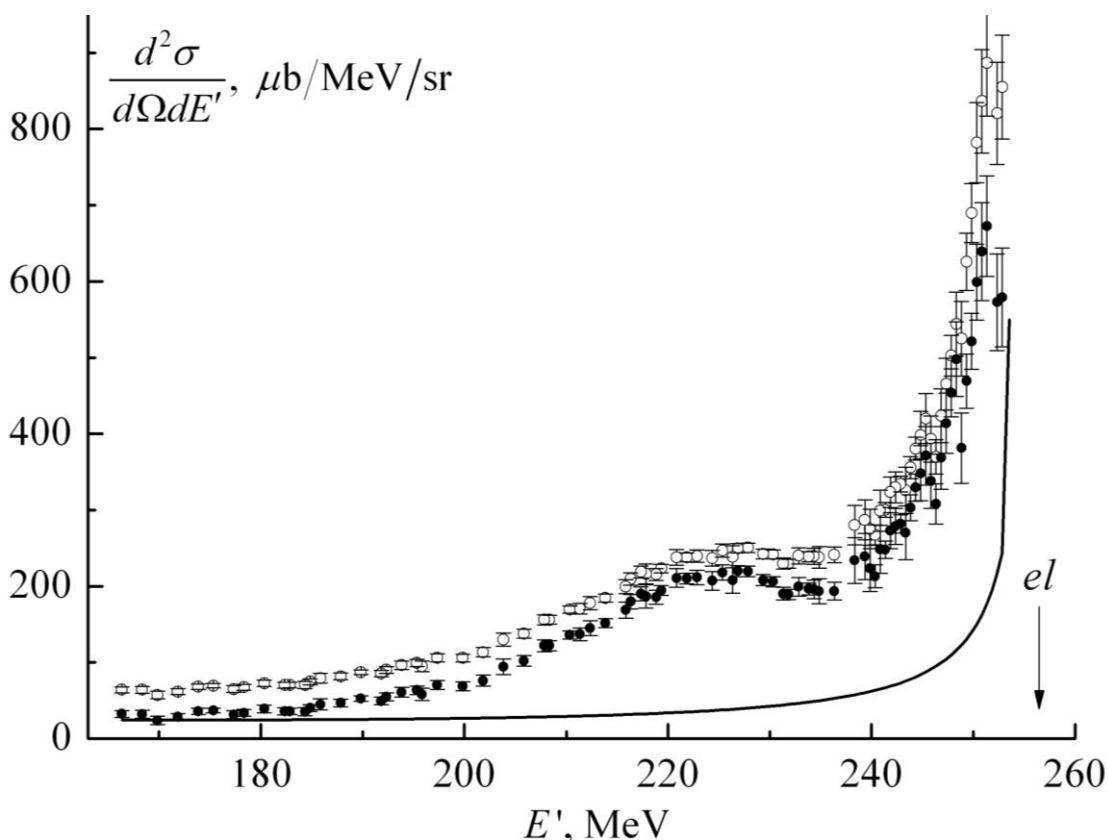


Рис. 3.22. Радіаційно-іонізаційне коригування спектра ${}^7\text{Li}(e,e')$ вимірюваного $\theta = 40^\circ$, $E_0 = 260$ MeV, $T = 0.322\%$ рад. довжині. Відкриті кружки – спектр до рад. коригування, закриті – «плоске» рад. коригування спектра (формула (3.46)), крива – рад. хвіст пружного піка. Стрілка вказує на положення піка пружного розсіювання

3.1.6. Абсолютизація результатів вимірювань за даними з пружного розсіяння електронів на ядрах ^{12}C

Дані електроядерних експериментів, як правило, приводять до абсолютних значень за допомогою їхнього нормування за особливо точними (еталонними) даними, знайденими з пружного розсіяння електронів на ядрах ^{12}C або ^1H , а іноді на ядрах ^4He . З цією метою в експерименті, крім вимірювань на досліджуваному ядрі, також проводять вимірювання перерізів пружного розсіяння електронів на одному з ядер, для якого є еталонні дані.

Здобуті перерізи приводять до значень формфактора основного стану ядра $F_{\text{el}}(q)$ і знаходять коефіцієнти нормування, які мають вид

$$K_a = F_{\text{el}}^2(q) / F_{\text{exp}}^2(q), \quad (3.47)$$

де $F_{\text{exp}}(q)$ – експериментальні значення формфактора.

У наших вимірюваннях нормування проводилося по еталонним значенням формфактора основного стану ядра ^{12}C , для яких були взяті дані з останньої і, можливо, найбільш точної роботи з пружного розсіяння електронів на ^{12}C , виконаної в 1982 у лабораторії Mainz [57]. Однак, так як для значень функцій відгуку і їхніх моментів потрібна висока абсолютна точність, то бажано було переконаватися у відсутності систематичної похибки в даних цієї роботи. Така перевірка була виконана в роботах [55;56].

Перевірка точності даних. Автори роботи [57] провели абсолютні вимірювання в діапазоні $q = (0.25 \div 0.75) \text{ фм}^{-1}$ із статистичною точністю $(0.45 \div 0.49) \%$. Для того щоб перевірити можливу присутність систематичної похибки в цих даних, потрібно скористатися визначенням поняття формфактора. Так, якщо формфактор основного стану ядра є відношенням перерізу пружного розсіяння електронів на ядрі до мотового перерізу для точкового заряду Z , то при $q \rightarrow 0$ має бути $F_{\text{el}}^2(q) = 1$. Введемо в

аналітичний запис формфактора, який апроксимує виміряні дані, варіюваний множник k . У цьому випадку його значення, знайдене в підгонці, є коефіцієнтом нормування для абсолютизації розглядуваних даних. Такий підхід застосовувався в деяких перших роботах з (e,e')-розсіяння або в роботах з особливо важкими умовами вимірювань (наприклад, [104]).

Запишемо вираз для функції апроксимації у вигляді

$$f^2(k, a_i, q) = k \cdot F_{th}^2(a_i, q). \quad (3.48)$$

де k і a_i варіювані параметри.

Для апроксимації експериментальних значень формфакторів основного стану $F_{el}^2(q)$ ядра ^{12}C до першого дифракційного мінімуму ($q \approx 1.6 \text{ фм}^{-1}$) були використані розвинення формфактора за ступенями q^2 , яке має вигляд

$$F_{th,1}^2(q) = 1 - \frac{1}{3} \cdot a \cdot q^2 + \frac{1}{60} \cdot b \cdot q^4 \quad (3.49)$$

і вираз для формфактора, що відповідає розподілу густини заряду в оболонковій моделі [105]

$$F_{th,2}^2(q) = \left\{ 1 - \frac{c^2 \cdot q^2}{9} \right\}^2 \cdot \exp\left(-\frac{d^2 \cdot q^2}{2}\right). \quad (3.50)$$

де a , b , c і d – параметри апроксимації.

Приклад підгонки до даних Mainz формули (3.50) з і без використання формули (3.48) наведено на рис. 3.23. Результати підгонки виразів 3.50 ÷ 3.52 до цих даних наведено в табл. 3.5. З таблиці видно, що у випадку підгонки з фіксованим значенням $k = 1.0$ знайдені значення χ_i^2 погані (χ^2 на ступінь свободи) і значення $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ далекі від знайдених у інших роботах [57;106]. Тоді як при варіюваному параметрі k маємо $\chi_i^2 \approx 0.7$, а знайдені

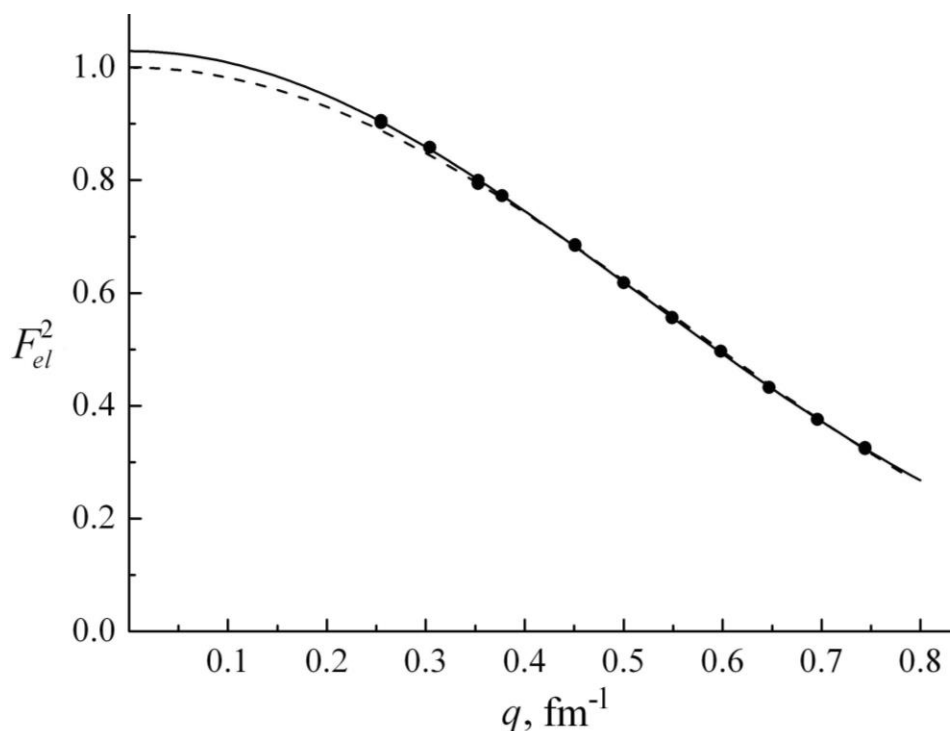


Рис. 3.23 Квадрат формфактора основного стану ядра ^{12}C . Експериментальні точки з роботи [57], суцільна крива – підгонка функції $k \times F_{\text{el},2}^2$, штрихова крива – підгонка цієї ж функції з фіксованим $k = 1.0$

Таблиця 3.5

Аналіз даних формфактора основного стану ядра ^{12}C з роботи [57]

Формфактор	$k = 1$		k – варійований параметр		
	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$	χ_i^2	k	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$	χ_i^2
Оболонкова модель (формула 3.50)	2.33 (3)	5.0	1.029 (3)	2.45 (5)	0.75
Розвинення за степенями q^2 (формула 3.49)	3.07 (5)	962.0	1.026 (3)	2.42 (1)	0.71

значення $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ не суперечать результатам робіт [57;106]. Отже, у роботах [55;56], було встановлено присутність систематичної похибки в даних [57], яка становить $(2.6 \div 2.9) \%$, що слід враховувати при використанні цих даних як еталонних.

Застосування результату робіт [55;56] для нормування даних $^7\text{Li}(e,e')$. Для нормування наших даних використовувалися формфактори основного стану ядра ^{12}C , для аналітичного запису $F_{\text{el}}(q)$ якого у формулі (3.48) застосовувався вираз для формфактора у вигляді виразу (3.50) зі

значеннями параметрів підгонки: $c = 1.634 \pm 0.005$ і $d = 1.650 \pm 0.008$ при $\chi^2 = 0.74$. Ці значення були знайдені з апроксимації даних роботи [57] у діапазоні $q = (0.25 \div 1.6) \text{ фм}^{-1}$ з множником $k = 1.028 \pm 0.003$.

3.2. Поздовжня функція відгуку $R_L(q_c, \omega)$ при постійних значеннях переданого імпульсу q_c

Унаслідок застосування до даних вимірювань (перелік кінематичних характеристик спектрів ${}^7\text{Li}(e, e')$, використаних у роботі наведено в Додатку Б) викладеної вище послідовності процедур були здобуті кутові функції відгуку $R_\theta(q, \omega)$. Для того щоб з цих даних виділити поздовжню функцію відгуку $R_L(q_c, \omega)$ необхідно провести ряд викладених нижче операцій.

3.2.1. Виділення з експериментальних кутових функцій відгуку значень $R_L(q_c, \omega)$

Згідно рів. (1.8), кутові функції відгуку, виміряні при однакових значеннях кута розсіяння θ і кожна при своїй початковій енергії E_0 , у площині аргументів (q, ω) зображуються сімейством ліній. Як видно з рис. 3.24, на якому суцільні лінії відповідають вимірюванням при $\theta_2 = 160^\circ$, а штрихові – вимірюванням при малих кутах розсіяння електронів θ_1 , лінії $q = q(\omega, \theta_1)$ і $q = q(\omega, \theta_2)$ мають тільки одну точку перетинання. Тому для виділення з низки експериментальних спектрів поздовжньої функції відгуку при q_c потрібно провести наступні операції:

1. інтерполяцію між кутовими функціями відгуку $R_{\theta_2}(q, \omega)$, виміряними при одному і тому ж куті розсіяння $\theta_2 = 160^\circ$, до значень переданого імпульсу $q_{\theta_1, i} = q(\omega, \theta_{1, i})$, що відповідає лінії аргументів при малому куті розсіяння $\theta_{1, i}$. Процедура інтерполяції описана далі (п. 3.2.2).

2. використовуючи інтерпольовані значення кутової функції відгуку $R_{\theta_2}(q_{\theta_1, i}, \omega)$ та значення $R_{\theta_1, i}(q_{\theta_1, i}, \omega)$, здобути поздовжню і поперечну функції відгуку при значеннях переданого імпульсу $q_{\theta_1, i}$ за методом Розенблюта [3]

(див. формули (1.9а) і (1.9б)). У цьому випадку знайдені $R_L(q_{\theta 1,i}, \omega)$ будуть розташовані вздовж лінії аргументів малого кута розсіювання ($q_{\theta 1,i}, \omega$).

3. після того як пункти 1 і 2 будуть виконані для всіх i -тих значень малих кутів $\theta_{1,i}$, потрібно провести інтерполяцію між усіма знайденими $R_L(q_{\theta 1,i}, \omega)$ до заданих значень постійного переданого імпульсу q_c .

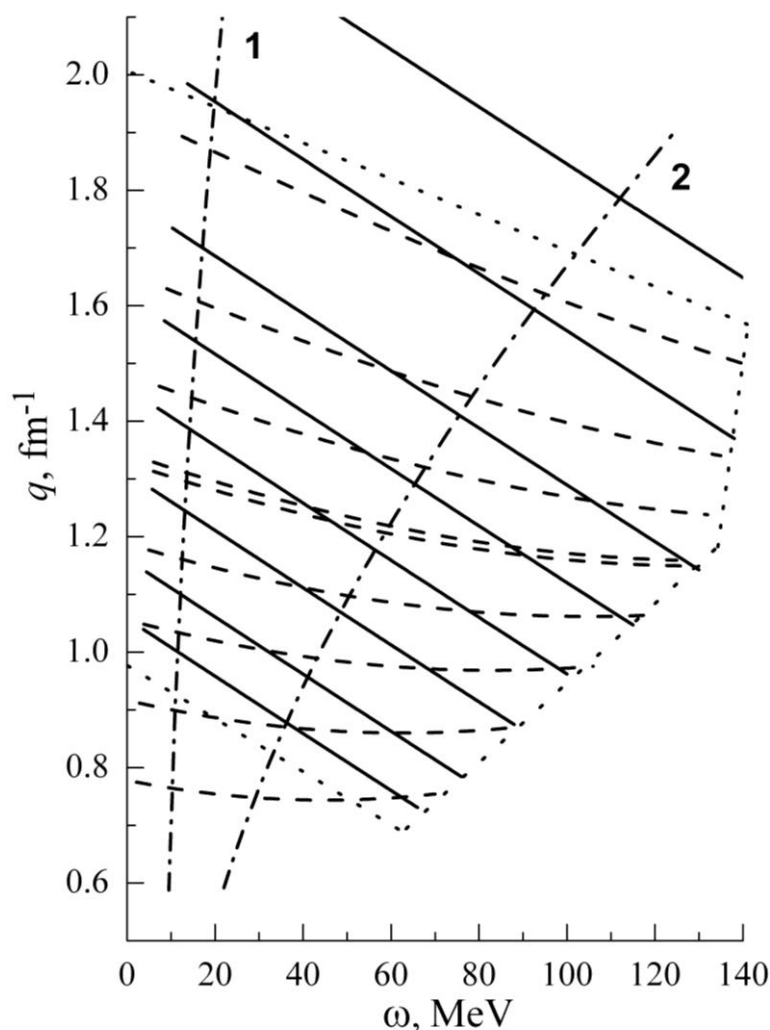


Рис. 3.24. Проекції кутових функцій відгуку $R_\theta(q, \omega)$ на площину аргументів (q, ω) . Суцільні лінії – вимірювання при куті розсіювання $\theta_2 = 160^\circ$, штрихові – відповідають вимірюванням під малими кутами розсіювання $\theta_1 = (34.2^\circ \div 94.2^\circ)$, пунктирні – окреслюють область, де можна виділити значення $R_L(q_c, \omega)$ при постійних переданих імпульсах у діапазоні $q_c = (1.0 \div 1.625) \text{ фм}^{-1}$; штрих-пунктирні: **1** – лінія, яка проходить через кожен спектр при одній і тій же енергії збудження ядра ϵ (формула 3.51), **2** – розрахункове положення максимуму піка квазіпружного розсіювання (формула 3.52)

3.2.2. Процедура інтерполяції даних для знаходження $R_L(q_c, \omega)$

У роботах [32;33] на прикладі ядер ^2H і ^4He було доведено, що напрямком інтерполяції в площині аргументів (q, ω) потрібно вибрати лінію, уздовж якої дані змінюються найбільш монотонно. З кінематики розсіяння електронів на ядрі були обрані вирази для ліній оптимальної інтерполяції. Так в області спектра, де домінують піки збуджених станів ядра, використовуються лінії виду:

$$\omega = \varepsilon_j + \frac{Q^2}{2M}, \quad (3.51)$$

де ε_j відповідає різним лініям інтерполяції, M – маса ядра. Такі лінії у випадку ядра ^7Li були використані для $\varepsilon \leq (25 \div 30)$ MeV.

При більших переданих енергіях ω у спектрі домінує широкий пік квазіпружного розсіяння електронів на нуклонах. У цьому випадку оптимальною лінією для інтерполяції даних буде

$$\omega = C + K_j Q^2, \quad (3.52)$$

де $C = \text{const}$, від вибору значення якої результат практично не залежить (в роботі було використано значення $C = 17.5$), а K_j відповідає різним лініям інтерполяції в області квазіпружного розсіяння. На рис. 3.24 лінії **1** і **2** зображають приклади ліній за формулами (3.51) і (3.52), відповідно.

Значення кутових функцій відгуку $R_{\theta_2}(q, \omega)$, знайдені вздовж ліній інтерполяції (3.51) або (3.52) для кожного $\theta_{1,i}$ (наприклад, значення $R_{\theta_2}(q, \omega)$ в точках перетинання суцільних ліній і лінії **1** на рис. 3.24), апроксимувались по q поліномом 3-го ступеня. При цьому область апроксимації вибиралася в районі досліджуваної точки q_x так, щоб у неї потрапляли дані з 4–6 найближчих $R_{\theta_2}(q, \omega)$ – див. рис. 3.25. Це ж справедливо і для випадку приведення здобутих $R_L(q_{\theta_{1,i}}, \omega)$ до постійних значень q_c .

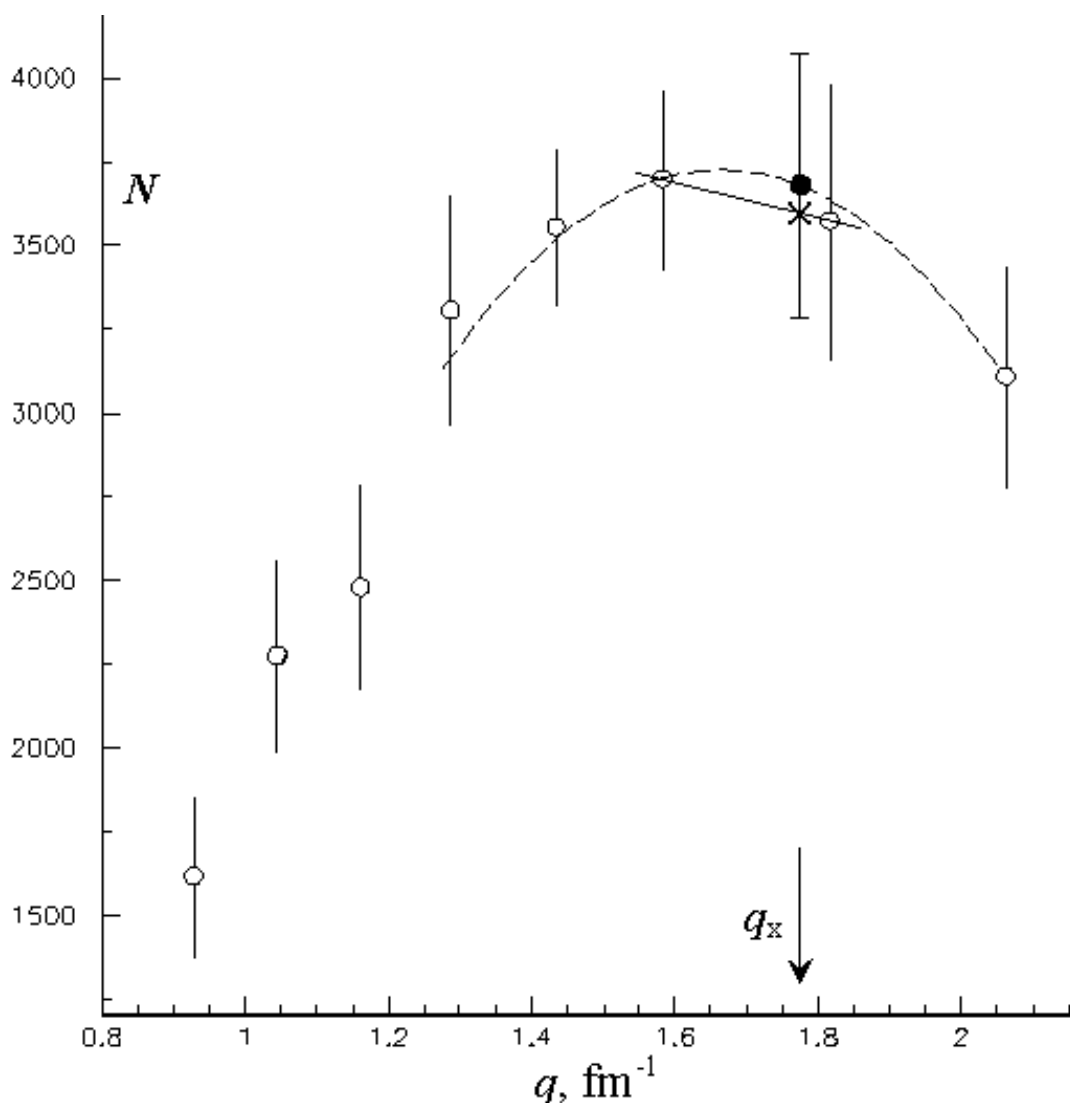


Рис. 3.25. Апроксимація даних з метою їх інтерполяції в точці q_x . Відкриті кружки – дані, що апроксимується, штрихова крива – апроксимація поблизу q_x поліномом 3-го ступеня, суцільна лінія – пряма між сусідніми від розглядуваної точки даними. Заповнений кружок і похилий хрестик – знайдені при заданому q_x значення з апроксимації, відповідно, поліномом і прямою лінією

Для аналізу впливу на кінцевий результат вибору умов апроксимації даних були проведені дослідження різних варіантів. Так, було використано поліном 3-го ступеня на обмеженому або повному наборі даних. Крім того, проводилася апроксимація прямою лінією, що з'єднує дві найближчі експериментальні точки поблизу q_x (див. пряма лінія на рис. 3.25). Унаслідок було виявлено, що вплив різного вибору умов апроксимації на результуюче значення функції відгуку при q_x не великий і менший за похибки найближчих до q_x експериментальних точок. Відзначимо, що використання

прямої лінії для апроксимації даних у точці q_x було запропоновано в роботі [27]. Використовуючи описану процедуру знаходження поздовжньої функції відгуку, були здобуті значення $R_L(q_c, \omega)$ у діапазоні $q_c = (1.000 \div 1.625) \text{ фм}^{-1}$ (див. рис. 3.28).

3.2.3. Здобуття експериментальних $R_L(q_c, \omega)$ у наближеному підході

Експериментальні функції $R_\theta(q, \omega)$, які були в наявності, розташовуються в площині (q, ω) і при менших переданих імпульсах, ніж розглянуто вище, що дає можливість розширити область дослідження функції відгуку в сторону менших q (дивись рис. 3.26). Однак, у діапазоні $q = (0.750 \div 1.000) \text{ фм}^{-1}$ були тільки кутові функції відгуку виміряні при

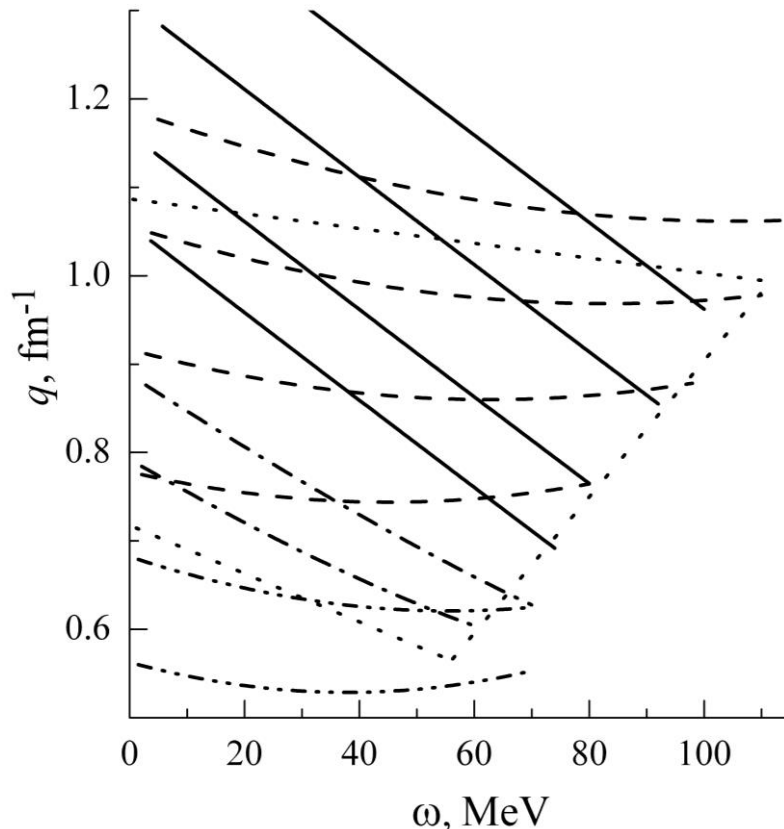


Рис. 3.26. Проекції кутових функцій відгуку $R_\theta(q, \omega)$ на площину аргументів (q, ω) . Суцільні лінії - вимірювання при куті розсіяння $\theta_2 = 160^\circ$, штрих-пунктирні – при $\theta_2 = 95^\circ$ і $\theta_2 = 111.5^\circ$, штрихові – відповідають вимірюванням під малими кутами розсіяння $\theta_1 = (34.2^\circ \div 49^\circ)$, штрих-двічі пунктирні – при $E_0 = 160.3 \text{ MeV}$ і $\theta_1 = 40.5^\circ, 49^\circ$, пунктирні лінії окреслюють область, де можна виділити $R_L(q_c, \omega)$ при $q_c = (0.750 \div 1.000) \text{ фм}^{-1}$

різних θ_2 , а згідно вище описаної методики розвинення, в п. 1 потрібно проводити інтерполяції між спектрами обмірюваними при одному і тому ж куті розсіяння. У такому випадку, для того щоб виділити з кутових функцій відгуку значення $R_L(q_c, \omega)$, потрібно трохи змінити процедуру розвинення перерізу на компоненти:

1. провести інтерполяцію між кутовими функціями відгуку, виміряними при різних малих кутах розсіяння $\theta_1 = (34.2 \div 49^\circ)$, до значень переданих імпульсу і енергії лінії одного з великих кутів розсіяння $q_{\theta_2} = q(\omega, \theta_{2,i})$.

2. виділити значення $R_L(q_{\theta_2}, \omega)$ уздовж лінії $q_{\theta_2} = q(\omega, \theta_{2,i})$ за формулами (1.9а) і (1.9б). У цьому випадку кутові функції відгуку, що використовуються для розвинення перерізу на компоненти, відповідають одному з великих кутів розсіяння $\theta_{2,i}$ і середнього значення малих кутів θ_1 , прийнятому нами рівним 40.5° .

3. після того як пункти 1 і 2 будуть виконані для всіх i -значень великих кутів $\theta_{2,i}$ потрібно провести інтерполяцію між знайденими $R_L(q_{\theta_{2,i}}, \omega)$ до постійних значень q_c .

Описана процедура розвинення перерізу на компоненти названа «оберненою», оскільки в ній пункти 1 і 2 виконувалися для значень великих кутів $\theta_{2,i}$ і їхніх ліній $q_{\theta_{2,i}} = q(\omega, \theta_{2,i})$, а не для малих кутів, як це було зроблено раніше.

У п. 2, для виділення значень $R_L(q_{\theta_{2,i}}, \omega)$ за формулами (1.9а) і (1.9б) використано середнє значення малих кутів $\theta_1 = 40.5^\circ$, яке входить у множник $\left(\frac{Q^2}{2q^2} + tg^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \right)$. Оскільки у районі максимуму квазіпружного піка значення цієї дужки для випадку $\theta_1 = 40.5^\circ$ і $\theta_2 = 160^\circ(95^\circ)$ відрізняються в 53(2.7) рази, а для кутів $\theta_1 = 40.5^\circ$ и $\theta_1 = 49^\circ(47^\circ)$ відмінність становить лише 9%(7%), то це дає змогу використовувати

наближення, при якому для всіх малих кутів цей множник приймають однаковим і відповідним куту $\theta_1 = 40.5^\circ$.

Для оцінки величини похибки від застосування цього наближення, було проведено розвинення на компоненти між парою спектрів $E_0 = 258.9$ MeV, $\theta_1 = 34.2^\circ$ і $E_0 = 103.7$ MeV, $\theta_2 = 111.5^\circ$ у максимумі піка квазіпружного розсіяння (при $\omega = 32$ MeV). Унаслідок були здобуті значення поздовжньої функції відгуку при використанні $\theta_1 = 34.2^\circ$, а також для випадку, коли реальний кут було замінено на значення $\theta_1 = 40.5^\circ$. Знайдене при $\theta_1 = 40.5^\circ$ значення $R_L(q_c, \omega)$ менше очікуваного на 3.8%. Такий же тест було проведено і з парою спектрів $E_0 = 259.1$ MeV, $\theta_1 = 47^\circ$ і $E_0 = 116.1$ MeV, $\theta_2 = 160^\circ$ (при $\omega = 34$ MeV). У цьому випадку значення $R_L(q_c, \omega)$ знайдене при використанні $\theta_1 = 40.5^\circ$ на 4.1% більше

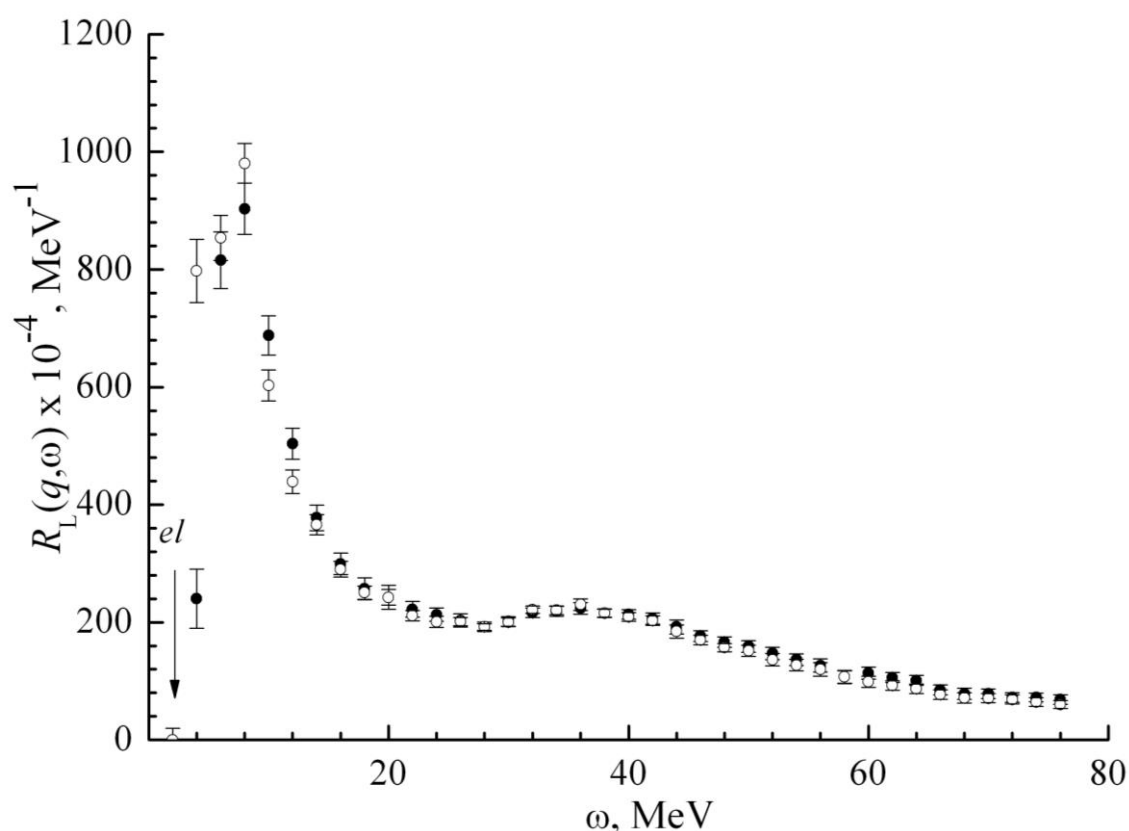


Рис. 3.27. Поздовжні функції відгуку $R_L(q_c, \omega)$ ядра ${}^7\text{Li}$ при $q_c = 0.875$ фм $^{-1}$ з різних процедур розвинення. Закриті кружки – значення з «оберненої» процедури розвинення, відкриті – звичайне розвинення. Стрілкою вказано положення піка пружного розсіяння

очікуваного. Отже, наведені оцінки свідчать про можливість застосування методики «оберненого» розвинення перерізу на компоненти, а порівняння виділених у різних підходах функцій відгуку дає похибку, яку має це наближення.

Унаслідок проведення «оберненого» розвинення спектра були знайдені значення $R_L(q_c, \omega)$ при $q = 0.750, 0.875$ і 1.000 фм⁻¹. На рис. 3.27 для порівняння зображено два варіанти $R_L(q_c, \omega)$ при $q = 0.875$ фм⁻¹, здобуті із звичайної і «оберненої» процедур розвинення. Видно, що відмінність цих варіантів незначна в районі максимуму квазіпружного піку і становить не більше 2%. Різниця посилюється до (5 ÷ 9)% поблизу піка суми рівнів збудження і на хвості квазіпружного піка. Однак у цьому випадку розглядувані відмінності мають різний знак. Що стосується значень кулонової суми, здобутих з цих варіантів $R_L(q_c, \omega)$, то їхні відмінності не перевищують 1.5%.

Отже, з двох різних процедур розвинення здобуто значення поздовжньої функції відгуку $R_L(q_c, \omega)$ при $q_c = 0.750; 0.875; 1.000; 1.125; 1.250; 1.375; 1.500$ і 1.625 фм⁻¹ (рис. 3.28).

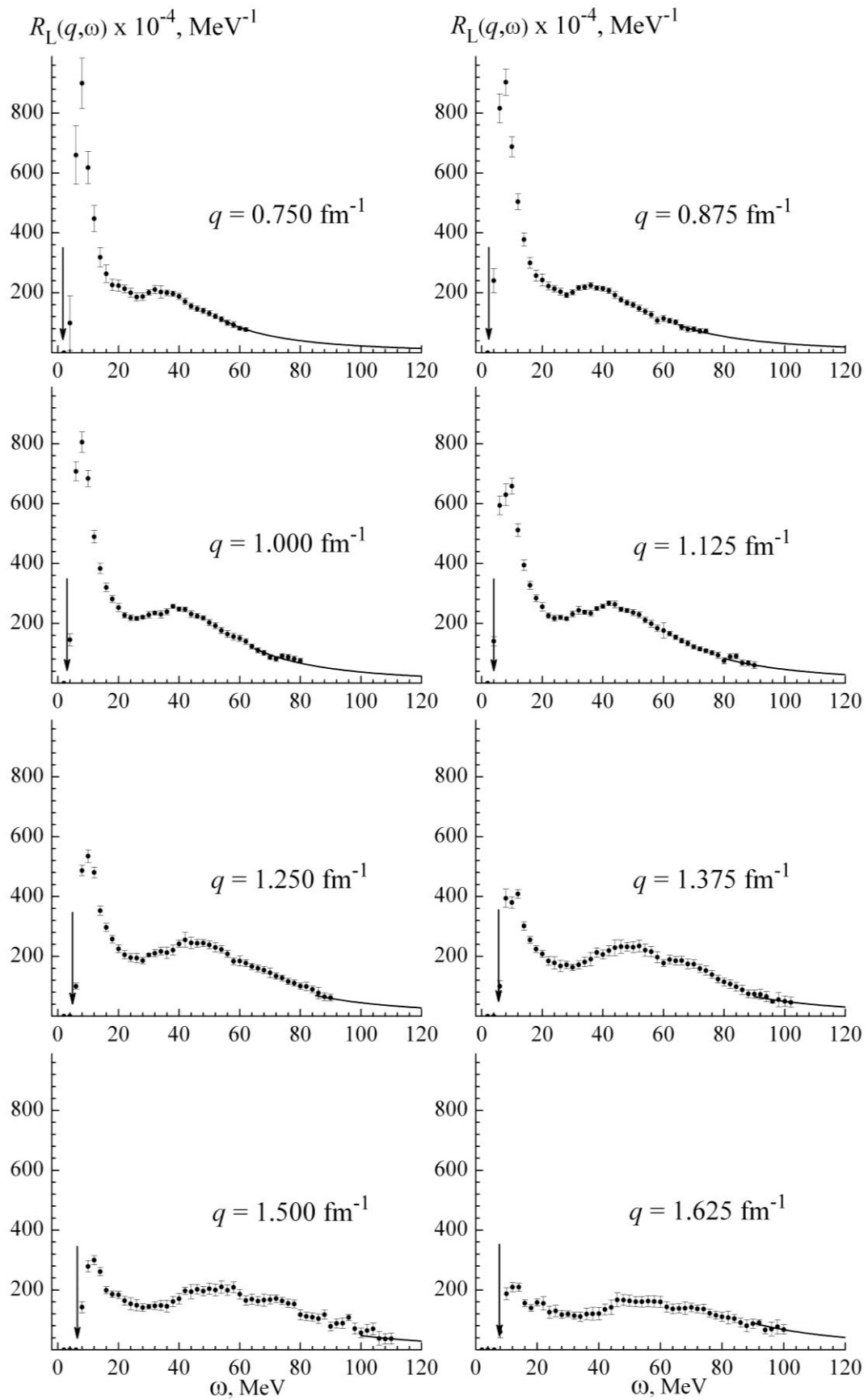


Рис. 3.28. Поздовжні функції відгуку $R_L(q_c, \omega)$ ядра ${}^7\text{Li}$ у діапазоні $q_c = (0.750 \div 1.625) \text{ fm}^{-1}$. Закриті кружки – значення функції відгуку, суцільна – екстраполяція функції відгуку в область великих ω . Стрілками вказано положення піка пружного розсіювання

3.3. Кулонова сума $S_L(q)$ ядра ${}^7\text{Li}$

Теоретичний розрахунок функцій відгуку в мікроскопічному підході складний і в даний час такий розрахунок $R_L(q, \omega)$ виконаний тільки для ядер з атомною масою $A \leq 4$ [4-7]. Великих успіхів досягнуто в розрахунках за правилами сум моментів функцій відгуку. Як правило, експериментальні дані поздовжньої функції відгуку подають у вигляді нульового моменту цієї функції, який називається кулоновою сумою (КС) і позначається як $S_L(q)$. Вираз для КС, згідно з [27], записується у вигляді

$$S_L(q) = \int_{\omega_{el}}^{\infty} \frac{R_L(q, \omega)}{[G_E(Q^2)]^2} d\omega, \quad (3.53)$$

де $G_E^2(Q^2) = \frac{1+Q^2/4m^2}{1+Q^2/2m^2} [ZG_{E,p}^2(Q^2) + NG_{E,n}^2(Q^2)]$, N і Z – число нейтронів і протонів у ядрі; m – маса нуклона; $G_{E,p}(Q^2)$ і $G_{E,n}(Q^2)$ – електричні формфактори протона і нейтрона, відповідно. У нашій роботі використовуються значення $G_{E,p}(Q^2)$ і $G_{E,n}(Q^2)$ з сучасних робіт [107;108].

3.3.1. Значення $S_L(q)$ з експериментальних поздовжніх функцій відгуку

Як видно з формули (3.53), для визначення значень КС потрібні дані $R_L(q, \omega)$ у діапазоні переданих енергій від піка пружного розсіяння до нескінченності. Для здобуття експериментальних значень $S_L(q)$ вираз (3.53) подають у вигляді

$$S_L(q) = \int_{\omega_{el}}^{\omega_{\max}} \frac{R_L^{\text{exp}}(q, \omega)}{[G_E(Q^2)]^2} d\omega + \int_{\omega_{\max}}^{\infty} \frac{R^{th}(q, \omega)}{[G_E(Q^2)]^2} d\omega, \quad (3.54)$$

де перший доданок обчислюється за експериментальними функціями відгуку починаючи від енергії піка пружного розсіяння ω_{el} (але без вкладу цього піка в інтеграл) і до максимальної переданої енергії ω_{max} , при якій здобуто функції відгуку. У другому доданку замість функції відгуку використовується її екстраполяції в область великих переданих енергій $R^{th}(q, \omega)$.

У теоретичних роботах для $R^{th}(q, \omega)$ запропоновано експоненціальну і степеневу функції [21;27;32] або їхні комбінації

$$R^{th,\beta}(q, \omega) = C_\beta(q) \cdot \exp(-\beta(\omega - \omega_{el})), \quad (3.55)$$

$$R^{th,\alpha}(q, \omega) = C_\alpha(q) \cdot (\omega - \omega_{el})^{-\alpha}, \quad (3.56)$$

де $C_\alpha(q)$ і $C_\beta(q)$ – параметри, які знаходять з апроксимації функцій екстраполяції до експериментальних даних у районі переданих енергій близьких до ω_{max} .

Екстраполяційна функція за формулою (3.55) є емпіричною, тоді як застосування степеневі функції (3.56) знайдено в теоретичній роботі [109] як наслідок моделі нуклон-нуклонної взаємодії. У цій роботі для ядер з $A \geq 4$ знайдено, що у формулі (3.56) параметр $\alpha = 2.5$ і стверджується, що значення α не залежить від q і мало залежить від атомної маси ядра. У роботі [13] розрахунок цього параметру на основі нуклон-нуклонного потенціалу Рейда з м'яким кором привів до $\alpha = 3 \div 4$ для ядра ${}^2\text{H}$.

В експериментальних роботах по функціям відгуку проблема $R^{th}(q, \omega)$ висвітлена мало. Знайдені значення параметра α : у роботі [110] для ${}^4\text{He}$ при $q = 1.5 \text{ фм}^{-1}$ ($\alpha_L \approx 4$) з апроксимації формулою (3.56) даних роботи [20]; у роботі [111] для ядра ${}^2\text{H}$ при $q = 1.05 \text{ фм}^{-1}$ ($\alpha_{T/L} \approx 2.9$); у роботі [36] для ядра ${}^6\text{Li}$ при $q = 0.88 \div 1.25 \text{ фм}^{-1}$ ($\alpha_L = 2.56 \pm 0.06$). Останнє значення знайдено з використанням методичної розробки роботи [54], в якій були знайдені $\alpha = 2.19 \pm 0.10$ для ${}^4\text{He}$ і $\alpha = 3.03 \pm 0.15$ для ${}^2\text{H}$.

Найбільш детально екстраполяція функцій відгуку була досліджена в роботах [54;110], де на прикладі ядер ^4He і ^2H було встановлено відповідність степеневій функції експериментальними даними $R_{LT}(q_c, \omega)$. Нижче наведені основні моменти цієї методики і застосовано її до даних ядра ^7Li .

3.3.2. Екстраполяція експериментальних $R_L(q_c, \omega)$ в область великих переданих енергій ω

Завдання визначення адекватності (відповідності) $R^{\text{th}}(q, \omega)$ експериментальним значенням $R_{TL}(q_c, \omega)$ ґрунтується на її апроксимації до цих даних у тій частині діапазону ω , який відноситься до експериментальної частини хвоста функції відгуку (тобто до даних при $\omega > \omega'$, де ω' позначимо умовну нижню межу області хвоста). Тому необхідно для кожної з апроксимацій визначити кількість даних і діапазон цих даних по ω (тобто значення ω'). При цьому, як критерій адекватності аналітичної функції експериментальними даними слід розглядати не тільки мінімальне значення χ^2 , але і незалежність значень варійованих параметрів від вибору даних, які беруть участь в апроксимації (даних з області $\omega > \omega'$).

Одним зі зручних для подальшого аналізу рішень є наступний підхід. Нехай ω_{\min} – нижня межа діапазону даних використовуваних у деякій апроксимації і ω_{\max} – його верхня межа, а вся область виміряного хвоста функції відгуку $\omega' \div \omega''$, де ω'' – максимальна передана енергія, при якій здобуто дані (рис. 3.29а). Візьмемо як ω_{\max} значення близьке до ω'' і зафіксуємо його (ω_{\max}). Далі проведемо ряд апроксимацій у діапазонах обмежених цим ω_{\max} і різними ω_{\min} . Унаслідок знайдемо значення параметра апроксимації α , які відповідають мінімуму середнього χ^2 на ступінь свободи, і здобудемо залежність $\alpha(\omega_{\min})$ (суцільна лінія на рис. 3.29б). Тепер запропонований критерій адекватності $R^{\text{th}}(q, \omega)$ експериментальним даним можна записати як вимогу незмінності в межах $\pm \Delta\alpha_i(\omega_{\min})$ значень $\alpha_i(\omega_{\min})$ при $\omega_{\min} > \omega'$.

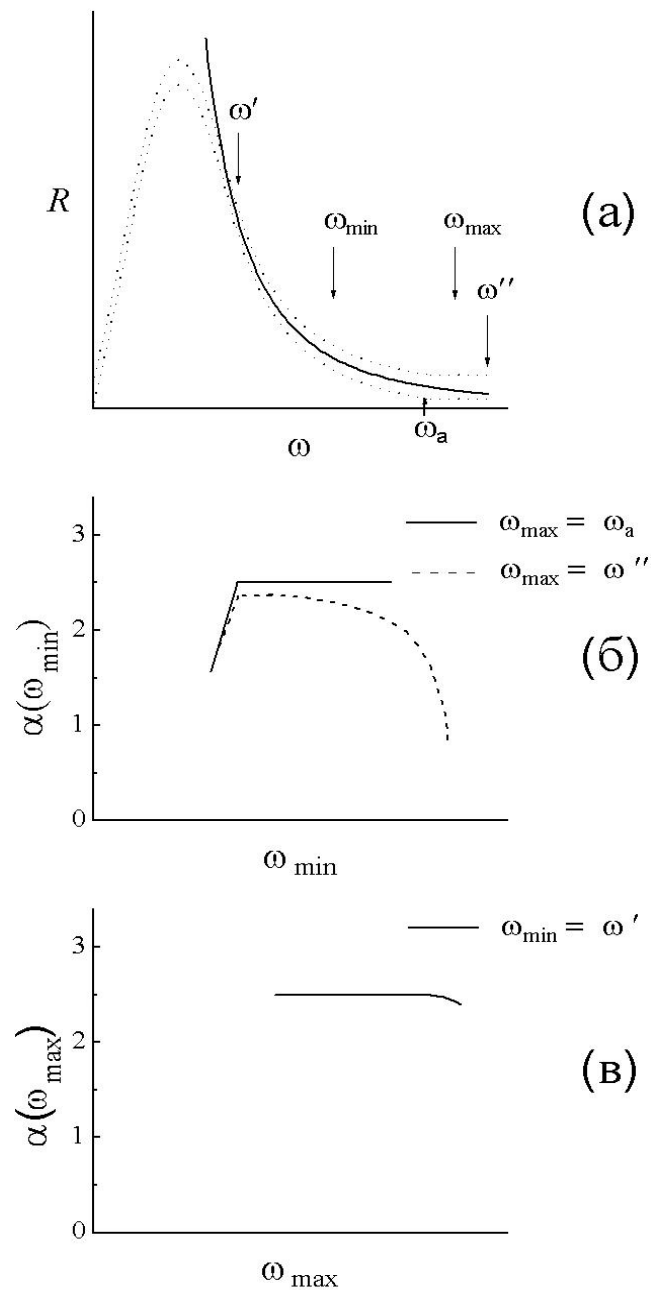


Рис. 3.29. Методика визначення адекватності $R^{\text{th}}(q, \omega)$ експериментальними даними. (а) схематичне зображення функції відгуку. Пунктирними лініями зображено коридор експериментальних даних, суцільною лінією – $R^{\text{th}}(q, \omega)$; ω' – нижня межа хвоста, ω'' – верхня межа вимірюваних даних, $\omega' \div \omega_a$ – діапазон адекватності R^{th} -функції експериментальним даним, $\omega_{\min} \div \omega_{\max}$ – область підгонки $R^{\text{th}}(q, \omega)$. (б) залежність $\alpha(\omega_{\min})$ при різних фіксованих значеннях ω_{\max} . (в) залежність $\alpha(\omega_{\max})$ при фіксованому значенні ω_{\min}

Відзначимо, що якщо плато у функції $\alpha_i(\omega_{\min})$ спостерігається, то його край з боку малих ω визначає значення величини ω' . Якщо використання запропонованого підходу до даних не дає плато, то наступним етапом

аналізу є побудова залежності $\alpha_i(\omega_{\max})$ при фіксованому $\omega_{\min} = \omega'$, де значення ω' вже знайдено (рис. 3.29в). У цьому випадку на більшій частині області підгонки не проявляється вплив величини $\Delta/R(\omega)$ (на рис. 3.29в інтервал $\omega' \div \omega_a$). Коли ж $\omega_{\max} > \omega_a$, то внесок даних з області $\omega > \omega_a$ відносно не великий у порівнянні з внеском з $\omega' \div \omega_a$ і відхилення значень параметра $\alpha(\omega_{\max})$ від плато менше, ніж у залежності $\alpha(\omega_{\min})$.

Застосувавши описану методику знайдено значення параметра α

$$\alpha(^6\text{Li}) = 2.56 \pm 0.06 [36];$$

$$\alpha(^2\text{H}) = 3.03 \pm 0.15 [54];$$

$$\alpha(^4\text{He}) = 2.19 \pm 0.10 [54].$$

Ці значення α дали змогу зробити висновок (див. рис. 3.30), що з точністю до статистичного розкиду

1. $\alpha_T \approx \alpha_L$ для розглядуваних ядер;

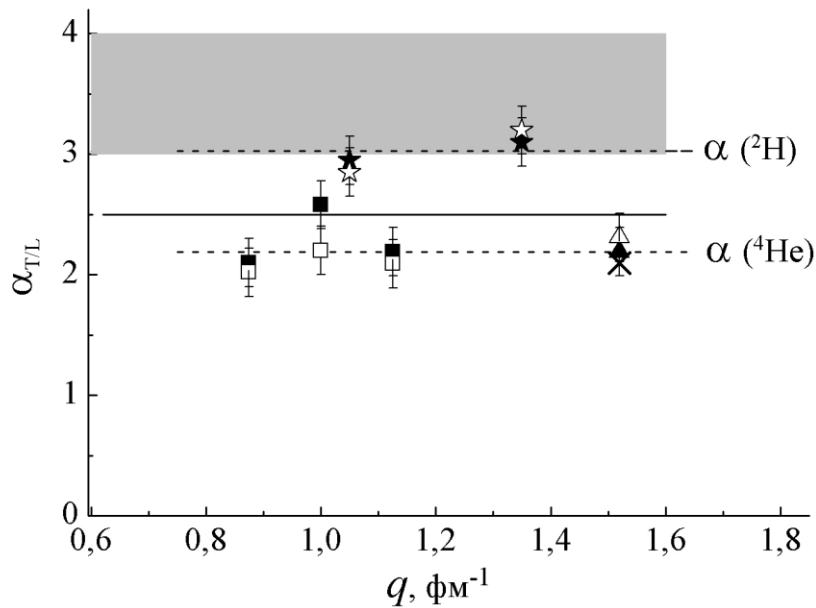


Рис. 3.30. Параметри α для поздовжніх (відкриті символи) і поперечних (закриті символи) функцій відгуку.

Зірочки і квадратики – значення α для ^2H і ^4He , відповідно, здобуті з даних [33;54;110]; трикутники – значення α з обробки даних по ^4He Saclay [27]; похилий хрестик – $\alpha = (\alpha_T + \alpha_L)/2$ з обробки даних по ^4He Bates [21]; штрихові лінії – середні значення $\alpha_{T/L}$ ядер ^2H і ^4He ; суцільна лінія – розрахунок α з роботи [109] для ядер з $A \geq 4$; сіра смуга – розрахунок α для ^2H роботи [13]

2. $\alpha_{T/L}$ кожного з ядер у досліджуваному діапазоні переданих імпульсів постійні;
3. значення $\alpha_{T/L}$ ядер ${}^2\text{H}$ і ${}^4\text{He}$ різні.

Експериментальні результати (1) і (2) не суперечать висновкам теоретичних робіт [13;109]. Розраховане в роботі [13] значення параметра α для ${}^2\text{H}$, узгоджується з експериментальним; параметр α , розрахований для ${}^4\text{He}$ у роботі [109], трохи вище, ніж знайдений у вимірюваннях, а значення α для ${}^6\text{Li}$ відповідає розрахунку роботи [109]. Однак відмінність експериментальних α ядер ${}^4\text{He}$ і ${}^6\text{Li}$ (результат (3)) не відповідає твердженням теоретичних робіт про те, що цей параметр мало залежить від атомного номера ядра.

3.3.3. Значення параметра α степеневій функції для екстраполяції експериментальних $R_L(q_c, \omega)$ ядра ${}^7\text{Li}$

Для того, щоб, використовуючи знайдені експериментальні $R_L(q_c, \omega)$, здобути значення KC ядра ${}^7\text{Li}$ за формулою (3.56) потрібно визначити параметр α для цього ядра. У роботі [50], де були опубліковані перші результати з експериментальних $S_L(q)$ ядра ${}^7\text{Li}$, за допомогою вищеописаної методики робіт [53;54], було знайдено значення $\alpha_L({}^7\text{Li}) = 2.45 \pm 0.10$. У більш пізній роботі з $S_L(q)$ досліджуваного ядра при $q = 0.750 \div 1.125 \text{ фм}^{-1}$ було знайдено значення $\alpha({}^7\text{Li}) = 2.50 \pm 0.10$ [38]. Обидва ці значення узгоджуються з теоретичним передбаченням цієї величини [109] і, у межах статистичних похибок, співпадають зі значенням $\alpha({}^6\text{Li}) = 2.56 \pm 0.06$, знайденим у роботі [36] для іншого ізотопу літію.

Отже, у наших дослідженнях KC ядра ${}^7\text{Li}$ було прийнято значення $\alpha({}^7\text{Li}) = 2.50 \pm 0.10$. Результат застосування формули (3.56) з цим α для екстраполяції експериментальних $R_L(q_c, \omega)$ зображено суцільними кривими на рис. 3.28. Множники $C_\alpha(q)$ були знайдені за методом найменших

квадратів у області даних при великих ω . Знайдені експериментальні значення $KС$ ядра ${}^7\text{Li}$ при $q = 0.750 \div 1.625 \text{ фм}^{-1}$ зображені на рис. 3.34.

3.3.4. Оцінки величини $S_L(q)$ ядра ${}^7\text{Li}$ із спектрів, виміряних при малих переданих імпульсах

В області переданих імпульсів $q \approx 0.6 \text{ фм}^{-1}$ (див. рис. 3.26) є спектри електронів розсіяних на ядрах ${}^7\text{Li}$, які виміряні при $E_0 = 160.3 \text{ MeV}$ і кутах розсіяння $\theta = 40.5^\circ, 49^\circ$. Спектр при $E_0 = 160.3 \text{ MeV}$ і $\theta = 49^\circ$ був використаний у процедурі «оберненого» розвинення, завдяки чому були знайдені значення $R_L(q_c, \omega)$ при $q_c = 0.750 \text{ фм}^{-1}$, але здобути значення поздовжньої функції відгуку при більш низьких q ($q \approx 0.6 \text{ фм}^{-1}$) не вдалося оскільки немає достатньої кількості відповідних вимірювань при великих кутах θ_2 . Однак обидва ці спектра $E_0 = 160.3 \text{ MeV}$ і $\theta_1 = 40.5^\circ$ і 49° (зображені на рис. 3.31) можуть бути використані для оцінки значень $S_L(q)$,

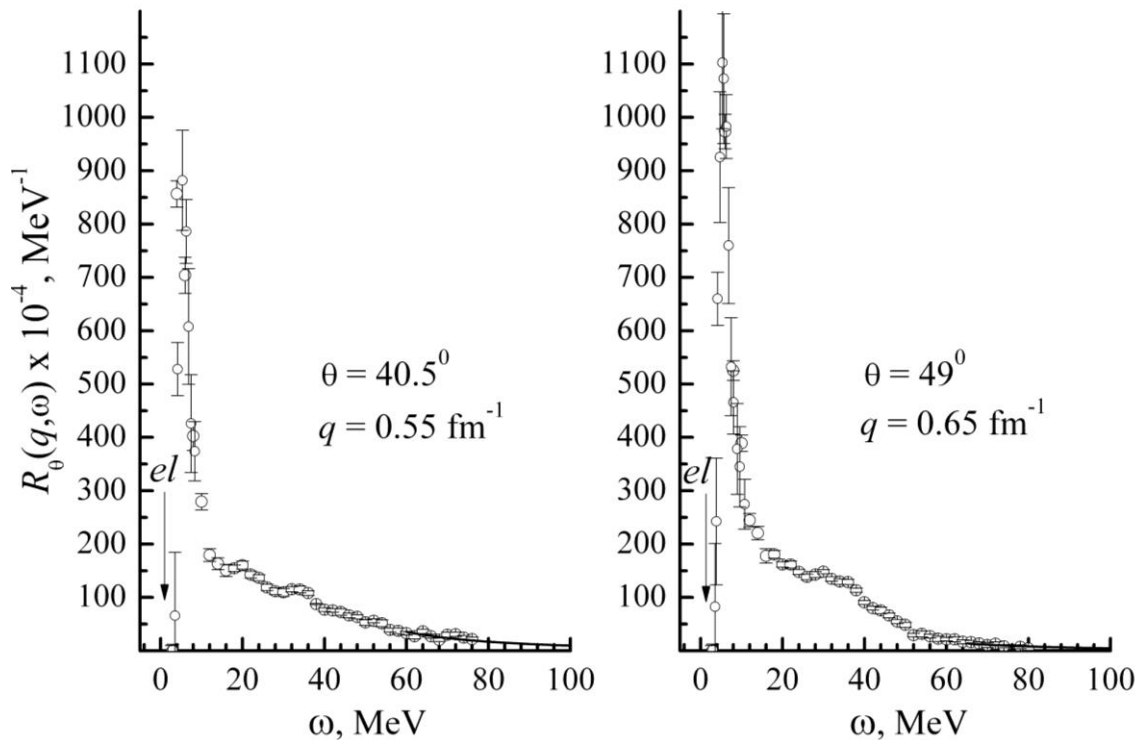


Рис. 3.31. Кутова функція відгуку $R_\theta(q, \omega)$ ядра ${}^7\text{Li}$ при $E_0 = 160.3 \text{ MeV}$ і $\theta = 40.5^\circ$ і 49° . Стрілкою вказано положення піка пружного розсіяння. Суцільна крива – екстраполяція даних у область великих ω степеневою функцією з $\alpha = 2.50$. На кожному графіку зазначено середнє значення q , якому відповідає розглядуваний спектр

оскільки зі зменшенням переданого імпульсу внесок поперечної компоненти у виміряні спектри стає невеликим і може бути врахованим у вигляді поправки. Відзначимо, що в цих спектрах залежність $q = q(\omega, \theta)$ близька до $q = \text{const}$, тому для здобутих оцінок величини KC передані імпульси взято рівними середнім значенням q уздовж розглядуваних спектрів: так для випадку $E_0 = 160.3 \text{ MeV}$ і $\theta_1 = 40.5^\circ$ було прийнято значення $q = 0.55 \text{ фм}^{-1}$, а для $\theta_1 = 49^\circ$ – $q = 0.65 \text{ фм}^{-1}$.

Для оцінки значень $S_L(q)$ формулу (1.8) було приведено до виду

$$R_L(q, \omega) = R_\theta(q, \omega, \theta) / \left(\lambda^2 + \left[\frac{\lambda}{2} + tg^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \frac{R_T}{R_L} \right), \quad (3.57)$$

де $\lambda = Q^2/q^2$. Величини відношень R_T/R_L при $q = 0.55 \text{ фм}^{-1}$ і 0.65 фм^{-1} знаходили з екстраполяції експериментальних відношень поперечної до поздовжньої функцій відгуку, які були здобуті з вимірювань при $q_c = (0.875 \div 1.500) \text{ фм}^{-1}$ у районі максимуму піка квазіпружного розсіяння електронів – рис. (3.32). Для екстраполяції була використана функція $f(q) = -0.5q/(q - 2.5)$ і знайдено, що внесок $R_T(q, \omega)$ у дані піка квазіпружного розсіяння електронів виміряного при $q = 0.55 \text{ фм}^{-1}$ дорівнює 14% від величини перерізу, а при $q = 0.65 \text{ фм}^{-1}$ – 18%.

З рис. 3.31 видно, що на спектрах $E_0 = 160.3 \text{ MeV}$ і $\theta = 40.5^\circ, 49^\circ$ присутній потужний пік, максимум якого знаходиться поблизу енергії збудження $\varepsilon \approx 4.7 \text{ MeV}$. Форма цього піка асиметрична і затягнута в сторону високих енергій ω . Згідно роботі [112], у районі $\varepsilon \approx (4 \div 15) \text{ MeV}$ на ${}^7\text{Li}$ у різних реакціях спостерігали збуджені стани ядра з енергією $\varepsilon = 4.63, 6.68, 7.46, 9.67, 9.85, 11.24, 13.7$ і 14.7 MeV . Рівні збудження при $\varepsilon = 4.63, 6.68$ і 7.46 MeV були досліджені в експериментах з розсіяння електронів і знайдено, що вони мають мультипольного $C2$. Щодо природи інших рівнів збудження інформації немає. Оскільки енергетичне розрізнення в наших

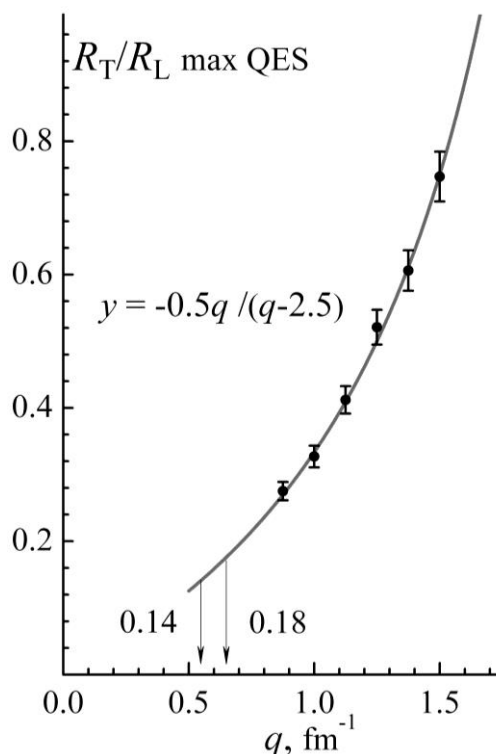


Рис. 3.32. Відношення поперечної до поздовжньої функцій відгуку R_T/R_L у районі максимуму піку квазіпружного розсіяння електронів. Суцільна крива – апроксимація даних аналітичною кривою. Числа біля стрілок – значення відношення R_T/R_L для $q = 0.55 \text{ фм}^{-1}$ і 0.65 фм^{-1} , знайдені з екстраполяції

вимірюваннях не давало змоги виділити піки окремих рівнів, то була розглянута залежність від q сумарного перерізу в діапазоні енергій збудження $(2 \div 16) \text{ MeV}$. Положення максимуму цієї залежності, знайденої із спектрів $E_0 = 160.3 \text{ МэВ}$ і $\theta_1 = 40.5^\circ, 49^\circ$ і $R_L(q_c, \omega)$ при $q = (0.75 \div 1.50) \text{ фм}^{-1}$, відповідає мультипольності $C2$ [113-115] (закриті кружки на рис. 3.33). Для того, щоб оцінити величину внеску поперечного компонента в розглядуваній сумі піків, була знайдена аналогічна сума на інтервалі енергій збудження $(2 \div 16) \text{ MeV}$ із даних $R_T(q_c, \omega)$ при $q = (0.875 \div 1.500) \text{ фм}^{-1}$ (пусті кружки на рис. 3.33). Якщо допустити незмінність поперечної функції відгуку від q при розглядуваних ε , то знайдемо, що при малих енергіях збудження при $q = 0.55, 0.65 \text{ фм}^{-1}$ поперечний внесок склав $(10 \div 13)\%$ від величини перерізу.

Отже, враховуючи описані внески поперечної компоненти окремо в дані областей рівнів збудження і піка квазіпружного розсіяння електронів,

використовуючи формулу (3.57), були здобуті оцінки величини $S_L(q)$ при $q = 0.55, 0.65 \text{ фм}^{-1}$, яким була приписана похибка 10% (рис. 3.34).

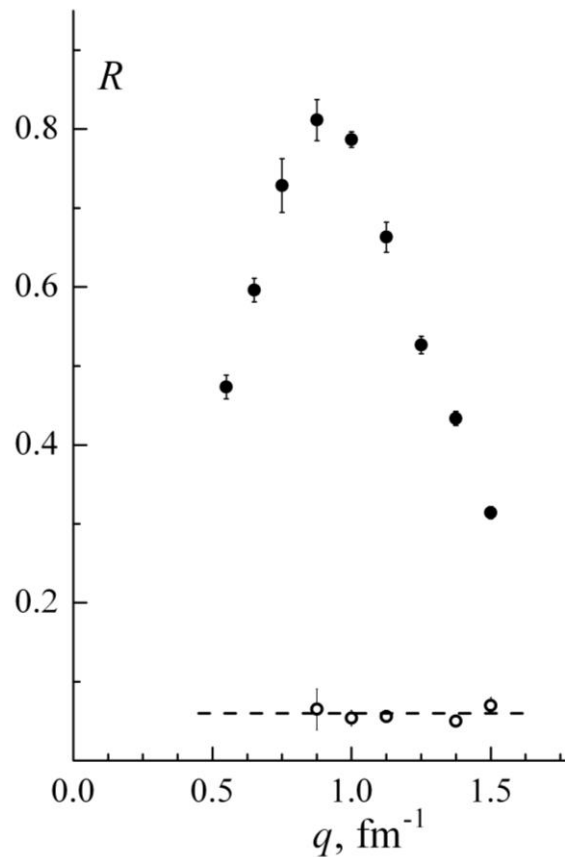


Рис. 3.33. Залежність суми формфакторів збуджених станів R у діапазоні $\varepsilon = (2 \div 16) \text{ MeV}$ від q ядра ${}^7\text{Li}$. Заповненими кружками зображені значення, знайдені з $R_L(q_c, \omega)$ і спектрів вимірюваних при $E_0 = 160.3 \text{ MeV}$ і $\theta = 40.5^\circ, 49^\circ$, відритими – з даних по $R_T(q_c, \omega)$. Штрихова лінія – екстраполяція залежності для поперечної компоненти до малих значень q

3.3.5. Урахування внеску рівня збудження з $\varepsilon = 0.47 \text{ MeV}$ ядра ${}^7\text{Li}$ у значеннях кулонової суми

Для того, щоб користуючись формулу (3.54) здобути експериментальні значення $S_L(q)$, із спектрів були вирахувані внески піка пружного розсіювання, але, з причини недостатнього енергетичної роздільної здатності апаратури, пік збудження з $\varepsilon = 0.47 \text{ MeV}$ не міг бути відділений від піка пружного розсіювання, а, отже, його внесок також було віднято. Оскільки в кінцевих значеннях $S_L(q)$ внесок рівня $\varepsilon = 0.47 \text{ MeV}$ повинен бути присутнім, то його величина була розрахована за даними роботи [103], і в кінцевих значеннях $S_L(q)$ цей внесок склав $(1.5 - 2.5)\%$

3.3.6. Експериментальні значення $S_L(q)$ ядра ${}^7\text{Li}$

Значення $S_L(q)$ ядра ${}^7\text{Li}$ у діапазоні $q_c = (0.55 \div 1.625) \text{ фм}^{-1}$, знайдені в роботі, зображені на рис. 3.34 і в табл. 3.6 із своїми статистичними $\Delta S_{L, \text{stat}}$ і систематичними $\Delta S_{L, \text{syst}}$ похибками. Величина систематичної похибки в значення KC склала 2.4% і є квадратичною сумою внесків від похибок:

- а) в еталонних даних по формфактору основного стану ядра ${}^{12}\text{C}$ [57] з поправкою з робіт [55;56], які використовуються для абсолютизації результатів вимірювань – 0.7%;
- б) процедури рад. корегування спектрів (см. [60;61]) – 2%;
- в) визначення товщини мішеней ${}^7\text{Li}$ – 0.1%;
- г) інтерполяції в процедурі розвинення даних на поздовжній і поперечний компоненти – 0.7%;
- е) $\Delta\alpha = 0.1$ параметра $\alpha({}^7\text{Li})$ у формулі (3.56) – 1.0%.

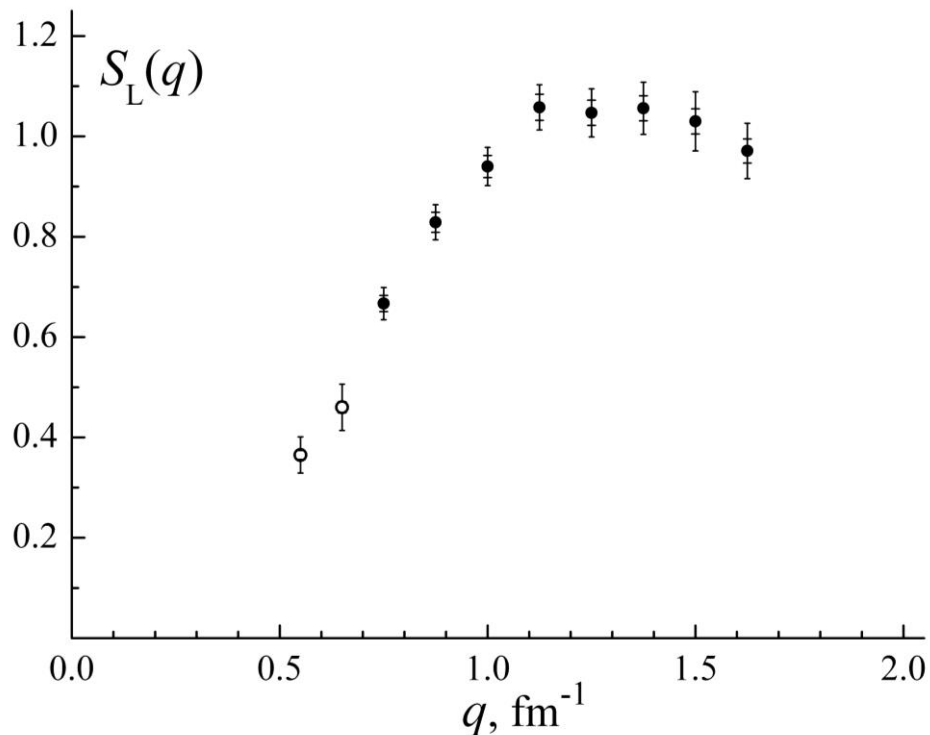


Рис. 3.34. Кулонова сума $S_L(q)$ ядра ${}^7\text{Li}$. Закриті кружки – значення, знайдені з експериментальних $R_L(q_c, \omega)$, порожні кружки – оцінки значення $S_L(q)$ із спектрів $E_0 = 160.3 \text{ MeV}$ і $\theta = 40.5^\circ, 49^\circ$. Похибки при точках – сума систематичної і статистичної похибки, на лінії сумарної похибки наведено окремо систематичні похибки

Вклади в статистичну похибку значень $S_L(q)$ виходять з статистичних похибок:

- f) спектрів розсіяних на ${}^7\text{Li}$ електронів – $(1.1 \div 2.0) \%$;
- g) визначення параметру $C_\alpha(q)$ у формулі (3.56) – $(0.5 \div 2.0) \%$;
- h) вимірювань піків пружного розсіяння на ${}^{12}\text{C}$ (нормування даних вимірювань) – $(0.8 \div 1.7)\%$;
- i) значень квадрату зарядового формфактора протона роботи [107] – $(0.2 \div 0.6) \%$.

У формулі (3.54) кожне з доданків величини значення $S_L(q)$ залежить від ω_{\max} , однак сама величина $S_L(q)$ не чутлива до вибору ω_{\max} . Це підтверджує адекватність обраної функції екстраполяції даним вимірювань. Внесок екстрапольованої частини S_{tail} , у табл. 3.6 наведено у відсотках для кожного значення KC . У середньому, не враховуючи випадків максимального і мінімального значень цього внеску при $q = 0.65 \text{ фм}^{-1}$ і при $q = 1.625 \text{ фм}^{-1}$, він склав 14%.

Таблиця 3.6

Значення кулонової суми $S_L(q)$ ядра ${}^7\text{Li}$

$q, \text{ фм}^{-1}$	$S_L(q)$	$\Delta S_{L, \text{ syst}}$	$\Delta S_{L, \text{ stat}}$	$S_{\text{tail}}/S_L, \%$	$\omega_{\max}, \text{ MeV}$
0.550	0.371	0.009	0.037	9.7	77
0.650	0.473	0.011	0.047	3	81
0.750	0.668	0.016	0.017	17.5	63
0.875	0.829	0.020	0.015	14.4	77
1.000	0.949	0.022	0.016	15	81
1.125	1.058	0.026	0.020	14.2	91
1.250	1.047	0.025	0.023	16.7	91
1.375	1.056	0.025	0.027	14.0	103
1.500	1.030	0.025	0.034	12.9	111
1.625	0.971	0.024	0.031	22.3	111

Примітки: S_{tail} – величина KC , знайдена з екстраполяції функцій відгуку степеневою функцією в область $\omega \geq \omega_{\max}$. Значення систематичної $\Delta S_{L, \text{ syst}}$ і статистичної $\Delta S_{L, \text{ stat}}$ похибок є квадратичними сумами вище описаних внесків.

Висновки до розділу 3

У цьому розділі описано процедуру здобуття з експериментальних перерізів поздовжньої функції відгуку $R_L(q_c, \omega)$ і кулонової суми $S_L(q)$ при значеннях переданого імпульсу в діапазоні $q_c = (0.55 \div 1.625) \text{ фм}^{-1}$. Ця процедура полягає в наступному

- перетворення апаратних відліків у двічі диференціальні перерізи,
- врахування в перерізи низки поправок від фону випадкових збігів, фізичного фону, фону електронів з фотонародження e^+, e^- -пар у речовині мішені,
- урахування впливу домішки ізоотопу ${}^6\text{Li}$ у речовині використовуваної мішені на результат,
- коригування спектрів на радіаційні та іонізаційні ефекти,
- нормування результатів вимірювань за даними з пружного розсіяння електронів на ядрах ${}^{12}\text{C}$,
- розвинення перерізу на поздовжню та поперечну функції відгуку при постійних переданих імпульсах,
- здобуття експериментальних значень кулонової суми досліджуваного ядра.

Автор роботи брав участь у кожному етапі обробки даних.

У процесі обробки даних було розроблено нові методи, які дали змогу здобути експериментальні результати на сучасному рівні. Нижче наведені розробки, в яких участь дисертанта була значною:

а) розроблено методику розрахунку фотонародження e^+, e^- -пар у речовині мішені, яка дала змогу суттєво скоротити час моделювання цього процесу. Оцінено внесок фону електронів з фотонародження e^+, e^- -пар у спектрах ${}^7\text{Li}(e, e')$. Обчислення цього фону проводилося з використанням пакета моделювання GEANT-3.

б) для радіаційного та іонізаційного коригування спектрів розсіяних на ядрах електронів створено і протестовано програмний код, заснований на найточніших на сьогоднішній день формулах робіт [60;61;89]. Точність

нашого радіаційного коригування не гірша, за точність результатів провідних лабораторіях світу.

с) проведено аналіз можливості застосування методу еквівалентного радіатора для розрахунку радіаційного хвоста піка пружного розсіювання електронів на ядрі і знайдено умови для застосування цього наближення.

d) в еталонних даних з пружного розсіювання електронів на ^{12}C [57] виявлено систематичну похибку, яка склала 3%. Ця похибка була врахована при нормуванні даних, використовуваних у нашій роботі.

е) для здобуття експериментальних значень кулонової суми потрібно знати поведінку поздовжньої функції відгуку в області великих переданих енергій. З цією метою було досліджено екстраполяцію функції відгуку в області $\omega \rightarrow \infty$.

Відзначимо, що в розробках (a) і (c) внесок дисертанта становив близько половини роботи, а в (b) цей внесок був основним.

Унаслідок обробки даних із застосуванням перерахованих розробок здобуто експериментальні значення поздовжньої функції відгуку $R_L(q_c, \omega)$ ядра ^7Li . Ґрунтуючись на цих функціях відгуку, визначено значення кулонової суми $S_L(q)$ ядра ^7Li у діапазоні $q = (0.750 \div 1.625) \text{ фм}^{-1}$. Також знайдено оцінки значення KC при $q = 0.55, 0.65 \text{ фм}^{-1}$.

Публікації автора до розділу 3

50. Buki A. Yu., Shevchenko N. G., **Timchenko I. S.** Coulomb sums for ^7Li nucleus at 3-momentum transfers $q = 1.250 \dots 1.625 \text{ фм}^{-1}$ // Problems of atomic science and technology. 2009, № 3(51). P. 38–42.

53. Буки А. Ю., Шевченко Н. Г., **Тимченко И. С.** Исследование экстраполяций функций отклика ядер ^2H и ^4He // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : III конф., 28 лютого – 4 березня 2005 р. : тези доп. Харків, 2005. С. 30–31.

55. Буки А. Ю., **Тимченко И. С.** Об абсолютности данных упругого рассеяния электронов на ядре ^{12}C // Фізика високих енергій, ядерної фізики

та прискорювачів : V конф., 26 лютого – 2 березня 2007 р. : тези доп. Харків, 2007. С. 70.

58. **Тимченко И. С.**, Буки А. Ю. Метод эквивалентного радиатора в радиационной корректировке спектров // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : XIII конф., 16 – 20 березня 2015 р. : тези доп. Харків, 2015. С. 89–90.

62. **Тимченко И. С.**, Буки А. Ю. Фон (e^+, e^-)-пар в данных электро-ядерного эксперимента // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : XIII конф., 16 – 20 березня 2015 р. : тези доп. Харків, 2015. С. 89.

63. Timchenko I. S., Buki A. Yu. Calculation of (e^+, e^-)-pair contribution to the spectra of electrons scattered by nuclei // East Eur. J. Phys. 2015. Vol. 2, №2. С. 38–43.

64. Буки А. Ю., Шевченко Н. Г., **Тимченко И. С.** Функции отклика ядра ${}^7\text{Li}$ при переданном 3-импульсе $q=1.250\dots1.625$ фм $^{-1}$ // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : VI конф., 25 – 29 лютого 2008 р. : тези доп. Харків, 2008. С. 84.

Публікації автора до розділу 3, що додатково відображають матеріали роботи опубліковано в [54;56;59].

РОЗДІЛ 4

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Результатом обробки 21 спектра розсіяних на ${}^7\text{Li}$ електронів із залученням для нормування даних 28 спектрів ${}^{12}\text{C}(\text{e},\text{e})$ стали значення поздовжньої функції відгуку $R_L(q_c, \omega)$ у діапазоні $q_c = (0.750 \div 1.625) \text{ фм}^{-1}$, а також кулонової суми $S_L(q)$ при $q_c = (0.550 \div 1.625) \text{ фм}^{-1}$.

У цьому розділі розглядаються

- 1) порівняння поведінки кулонових сум ${}^7\text{Li}$ та інших раніше досліджених ядер;
- 2) зв'язок KC ядра зі ступенем його кластеризації;
- 3) порівняння експериментального значення $S_L(q)$ ядра ${}^7\text{Li}$ із розрахунком цієї величини на основі кластерної моделі ядра;
- 4) здобуття експериментального значення кулонової енергії E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$ з використанням знайдених $S_L(q)$.

4.1. Аномальна поведінка кулонової суми ядра ${}^7\text{Li}$

Характер залежності величини $S_L(q)$ від переданого імпульсу в усіх досліджених ядер подібний. Зі збільшенням q величина $S_L(q)$ росте доки при деякому переданому імпульсі не виходить на свої постійні значення (плато функції $S_L(q)$). Назвемо значення цього переданого імпульсу q_p . Для майже всіх раніше досліджених ядер $q_p \approx 2 \text{ фм}^{-1}$ (див., наприклад, дані для ${}^4\text{He}$ [21;27;35] на рис 4.1). Однак, як і у випадку ядра ${}^6\text{Li}$ [17;36], поведінка залежності KC від q ядра ${}^7\text{Li}$ сильно відрізняється від звичайного, що добре видно з рис. 4.1.

У роботах [36;50] була висловлена гіпотеза про те, що порівняно низьке значення q_p виходу на плато функції $S_L(q)$ у випадку ядер ізотопів літію може бути пов'язано з проявом у KC кластеризації, яка властива цим

ядрам. Підставою для такого припущення було, по-перше, значення $q_p(^6\text{Li}) \approx 1.4 \text{ фм}^{-1}$ знайдене, використовуючи дані з роботи [17], які мають великий розкид, і за результатами роботи [36] у діапазоні переданих імпульсів $q = (1.125 \div 1.625) \text{ фм}^{-1}$. По-друге, значення $q_p(^7\text{Li}) \leq 1.3 \text{ фм}^{-1}$ з роботи [50] ($q = (1.125 \div 1.625) \text{ фм}^{-1}$), яке давало тільки верхню оцінку цієї величини для ядра ^7Li .

Для того, щоб перевірити цю гіпотезу в роботі [48] було формалізовано визначення переданого імпульсу q_p , що відповідає виходу на плато функції $S_L(q)$, і знайдено значення q_p для $^6,7\text{Li}$ і для всіх інших раніше досліджених ядер.

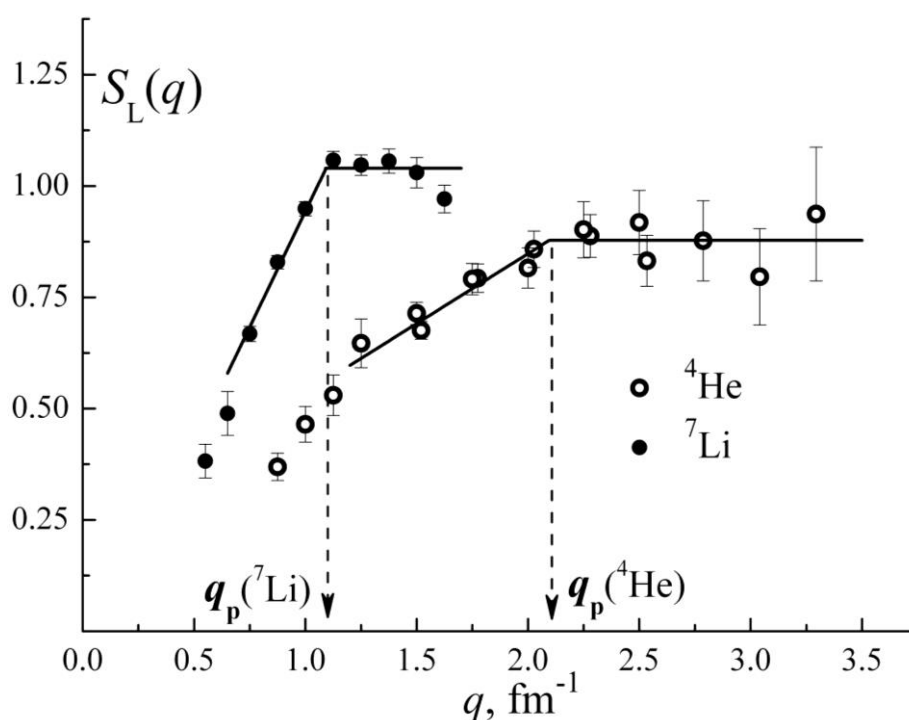


Рис. 4.1. Кулонова сума ядер ^4He і ^7Li . Позначення: закриті кружки – ^7Li [49], відкриті – ^4He [21;27;35]. Горизонтальна і похила лінії – апроксимація даних за методом найменших квадратів; перетинання цих прямих визначає значення величини q_p

4.2. Зв'язок $S_L(q)$ зі ступенем кластеризації ядра

Для аналізу зв'язку переданого імпульсу q_p з кластеризацією ядра потрібно формалізувати визначення значення цього імпульсу деякою простою процедурою, яка буде застосована до експериментальних значень $S_L(q)$ розглядуваних ядер. Визначимо q_p як переданий імпульс, що

відповідає точці перетинання двох прямих, одна з яких, горизонтальна, апроксимує значення $S_L(q)$ на плато залежності цієї величини від q , а інша апроксимує значення $S_L(q)$ до їхнього виходу на плато, починаючи від $S_L \approx 2/3 \times S_{L,p}$, де $S_{L,p}$, значення KC на плато. На рис. 4.1 в якості ілюстрації даного визначення переданого імпульсу q_p наведено дані $S_L(q)$ ядер ${}^4\text{He}$ і ${}^7\text{Li}$.

Це визначення величини q_p застосуємо до всіх ядер з атомною масою $A \geq 4$, для яких є достатня кількість експериментальних значень KC . Це значення кулонової суми здобуті у ХФТІ для ядер ${}^{6,7}\text{Li}$ [17;36;49;50], ${}^4\text{He}$ [21;27;35] і ${}^{12}\text{C}$ [16], а також експериментальні значення $S_L(q)$ лабораторій Saclay і Bates для ядер ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{48}\text{Ca}$, ${}^{56}\text{Fe}$ з роботи [27]. Знайдені з цих даних передані імпульси q_p зображені на рис. 4.2. Видно, що значення q_p ядер ${}^4\text{He}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{48}\text{Ca}$, ${}^{56}\text{Fe}$ групуються при $q_p = (1.9 \div 2.1) \text{ фм}^{-1}$, для ядра ${}^{12}\text{C}$ – $q_p = 1.65 \text{ фм}^{-1}$. Що стосується ізотопів літію, то їхні значення q_p набагато менші за результати для інших ядер та дорівнюють $q_p({}^6\text{Li}) = 1.34 \pm 0.10 \text{ фм}^{-1}$ і $q_p({}^7\text{Li}) = 1.09 \pm 0.11 \text{ фм}^{-1}$.

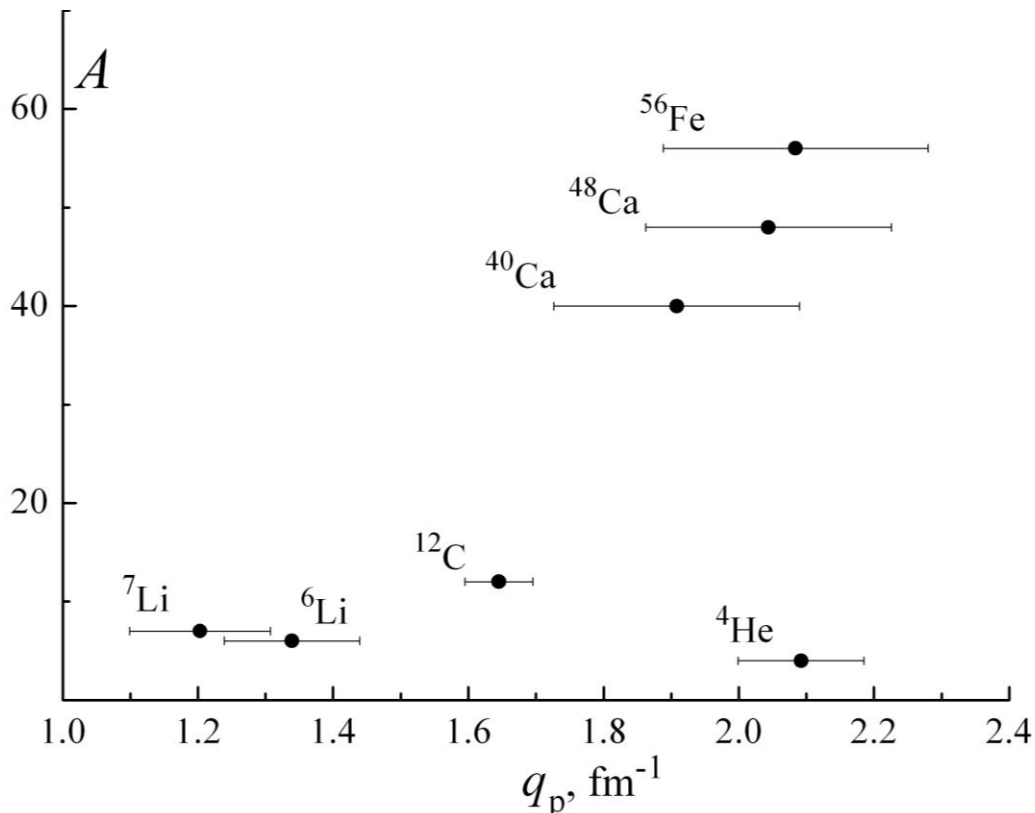


Рис. 4.2. Переданий імпульс q_p для різних ядер з атомною масою A

Для аналізу спостережуваного групування ядер розподілимо значення q_p за параметром ступеня кластеризації $x = b/a$, який є відношенням параметра b хвильової функції відносного руху до параметру a хвильової функції α -частинки. Величина x змінюється в інтервалі від $x = 1$ (оболонкова модель, наприклад, ^4He) до $x = 0$ (граничний випадок моделі кластеризації ядра). Тобто величина x є визначенням ступеня, в якій кластери сформовані всередині ядра [51;52]. Спостережуване на рис. 4.2 групування ядер по імпульсу q_p доводить: ядра першої групи не кластеризовані, другої групи сильно кластеризовані. Так для ядра ^6Li параметр $x = 0.3 \div 0.4$ [17;52], для ^7Li $x = 0.5$ [52]. У цьому підході стає зрозумілим середнє між двома групами значення $q_p = 1.65 \text{ фм}^{-1}$ ядра ^{12}C , яке кластеризоване значно менше за ядра ізотопів літію. Для ядра ^{12}C параметр $x = 0.7 \div 0.8$ [52].

Розглянемо залежність імпульсу q_p від параметра x . Для цього приймемо, що параметр x ступеня кластеризації ядер ^4He , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{56}Fe дорівнює 1.0. Як видно з рис. 4.3, залежність q_p від x близька до лінійної, про що свідчить результат підгонки прямої до всіх даних з найменшим значення $\chi^2 = 1.4$. Можна відзначити, що спостережувана залежність, має високу чутливість величини q_p до значення x . Отже, знайдена лінійна залежність $q_p(x)$ приводить до висновку про обґрунтованість гіпотези щодо впливу кластеризації ядра на значення його KC [36;50]. Додатковим аргументом на користь даної гіпотези могли б бути результати вимірювання KC ядра ^9Be при $q = (0.8 \div 1.7) \text{ фм}^{-1}$, з яких можна здобути імпульс q_p цього ядра. Оскільки параметр x ядра ^9Be дорівнює $0.5 \div 0.6$ [52] і знаходиться між значеннями x ядер ізотопів літію та ^{12}C , то, відповідно до запропонованої гіпотези, його переданий імпульс q_p теж повинен бути між значеннями q_p цих ядер, тобто в інтервалі від 1.3 фм^{-1} до 1.6 фм^{-1} . Однак, практично застосовувати лінійний зв'язок між q_p та параметром x для визначення значення ступеня кластеризації ядра не вбачається можливим через трудомісткості здобуття експериментальних KC .

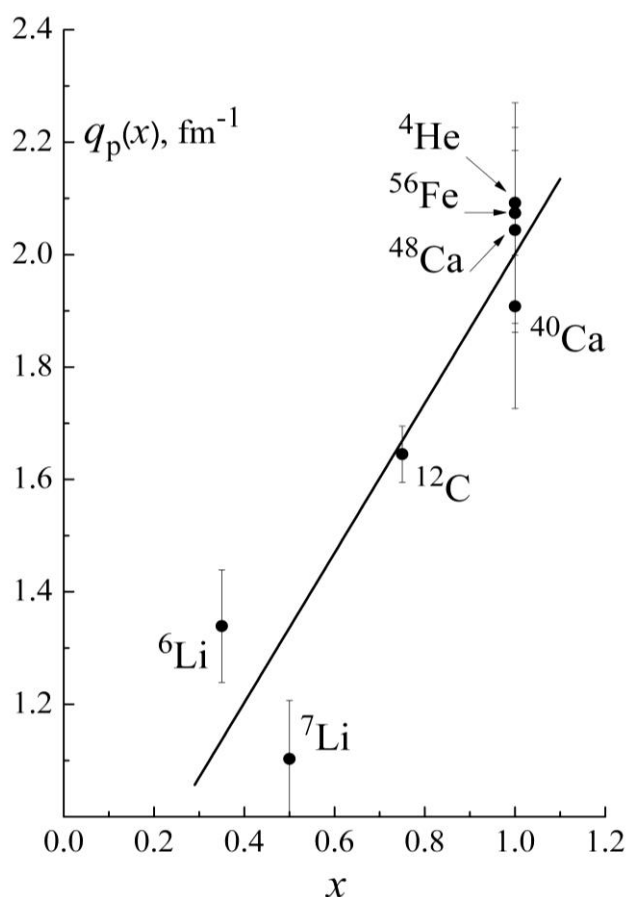


Рис. 4.3. Залежність переданого імпульсу q_p від параметра x ступеня кластеризації для різних ядер. Прямая – апроксимація даних лінійною функцією

4.3. Прояв кластерної природи ядра ${}^7\text{Li}$ у розрахунках $S_L(q)$

Унаслідок емпіричного аналізу експериментальних KC ряду ядер було доведено, що існує лінійний зв'язок між значенням q_p , при якому починається плато KC , і ступенем кластеризації ядра x , тобто $S_L(q)$ чутлива до структури ядра [49].

У роботі [38] В.Д. Ефрос провів розрахунок KC для ${}^7\text{Li}$ на основі кластерної моделі ядра. Порівняння теоретичних та експериментальних результатів KC ядра ${}^7\text{Li}$ наведено на рис. 4.4, а основні моменти цього розрахунку розглянуто далі.

Формула для повної KC ядра без нормування на Z можна записати у вигляді

$$S_L(q) = Z + f_{corr}(q), \quad (4.1)$$

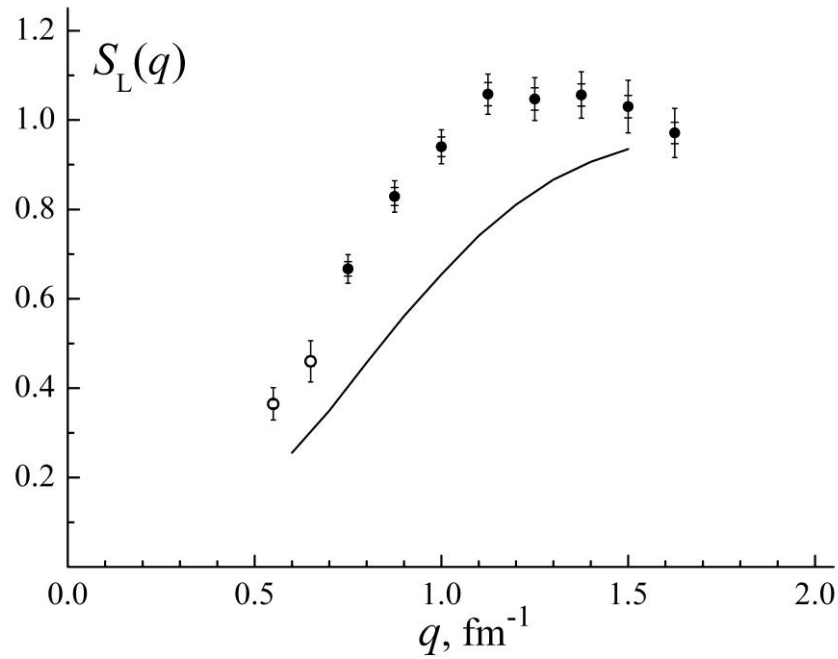


Рис. 4.4. Кулонова сума $S_L(q)$ ядра ${}^7\text{Li}$. Закриті і відкриті кружки – експериментальні значення KC , крива – теоретичний розрахунок на основі кластерної моделі ядра (по даним роботи [38] табл. 1, колонка 5)

де функція $f_{corr}(q)$ відповідає за кореляційні внески. У цій формулі не враховуються внески від двотільних зарядових операторів, що згідно роботи [43], справедливо для середніх переданих імпульсів.

У запропонованій кластерній моделі ядро ${}^7\text{Li}$ розглядається як система двох кластерів, у якому середня відстань між кластерами значно більша за розміри самих кластерів. Тоді середня відстань між протонами кластера r значно менша за відстань між протонами, що належать різним кластерам R , тобто $r \ll R$. У такому підході при середніх q кореляційний внесок можна подати як сума трьох складових: кореляції між нуклонами α -кластера, які дорівнюють кореляціям у ${}^4\text{He}$, кореляції нуклонів у t -кластері, які будуть відповідати кореляціям у ${}^3\text{H}$, і кореляції нуклонів, що належать різним кластерам. Тоді KC ядра ${}^7\text{Li}$ матиме вигляд

$$S_L^{7\text{Li}}(q) = S_L^{4\text{He}}(q) + S_L^{3\text{H}}(q) + \delta. \quad (4.2)$$

Вирази для $S_L^{4He}(q)$ і $S_L^{3H}(q)$ розраховані в модельно-незалежному підході [14;116] з використанням експериментальних зарядових форм-факторів пружного розсіяння на ^4He з [117] і ^3H з роботи [104] (підгонка d). Значення $S_L^{3H}(q)$ відрізняється від 1.0 незначно, а $S_L^{4He}(q)$ має вигляд

$$S_L^{4He}(q) = 2 + \left(2 + 8 \frac{G_{E,n}(q)}{G_{E,p}(q)} \right) \frac{F_{el}^{4He}(\sqrt{8/3}q)}{G_p(\sqrt{8/3}q) + G_n(\sqrt{8/3}q)}. \quad (4.3)$$

Вираз для останнього доданка у формулі (4.2) тут не наводиться через його громіздкий вид. Відзначимо, що в роботі [38] значення δ було обчислено як з урахуванням антисиметризації, так і без неї, а також проведено «покращений» розрахунок значень KC ядра ^7Li .

Для порівняння експериментальних значень KC з теоретичним розрахунком, необхідно в останньому врахувати внесок від зарядового форм-фактора основного стану розглядуваного ядра, тобто для випадку ядра ^7Li маємо

$$\bar{S}_L(q) = S_L(q) - \left[Z F_{el}(q) / G_p(q) \right]^2, \quad (4.4)$$

де $G_{p/n}(q) = G_{E,p/n}(q) \left(1 + Q^2 / (4m^2) \right)^{-1/2}$, m – маса нуклона; дані для зарядового формфактора основного стану $F_{el}(q)$ ядра ^7Li взято з роботи [103].

Порівняння наших експериментальних KC ядра ^7Li і теоретичного розрахунку в підході кластерної моделі (використано «покращений» результат з роботи [38], табл. 1, колонка 5) наведено на рис. 4.4. З нього добре видно, що розрахунок не описує кількісно експериментальні KC . Однак, якщо говорити про якісне узгодження, то результат розрахунку

підтверджує більш ранній у порівнянні з іншими ядрами вихід на плато функції $S_L(q)$.

Дані для електричного формфактора протона в роботі [38] і в знайдених KC взято з робіт [118] і [107], відповідно. Різниця цих $G_{E,p}(q)$ при розглядуваних q приводить до відмінності значень KC у середньому на 2%, що не впливає на висновки зроблені з порівняння значень теоретичної і експериментальної кулонових сум.

4.4. Повна кулонова енергія E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$

Кулоновою енергією E_{coul} називається та частина енергії атомного ядра, яка є результатом електростатичної (кулонової) взаємодії між внутрішньоядерними протонами. Ця взаємодія на один-два порядки менша за ядерну взаємодію, але її роль у структурі ядра і ядерних реакціях значна. Так, наприклад, саме кулонова взаємодія визначає максимальний розмір атомних ядер, або, іншими словами, максимальне число протонів, яке може бути в стабільному ядрі.

Експериментальному дослідженню E_{coul} присвячено багато робіт. Здебільшого це роботи, в яких, ґрунтуючись на гіпотезі ізотопічної інваріантності ядерних сил, вимірювали різниці кулонових енергій дзеркальних ядер (наприклад, огляд [119]). Що стосується експериментальних значень повної кулонової енергії, то такі були здобуто тільки для ядер ${}^6\text{Li}$ [17], ${}^{12}\text{C}$ [39] і ${}^4\text{He}$ [120]. Невелике число цих робіт пояснюється тим, що для визначення E_{coul} необхідні значення $S_L(q)$ досліджуваного ядра в широкому діапазоні переданих імпульсів, а експериментальне здобуття цих величин дуже складна і трудомістка задача.

У роботі [65] для здобуття значення E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$ були використані значення $S_L(q)$ при $q = (0.750 \div 1.625) \text{ фм}^{-1}$ [38;50]. У роботі [49] було розширено діапазон переданих імпульсів оцінками значень $S_L(q)$ при $q = 0.55; 0.65 \text{ фм}^{-1}$, що дало змогу визначити кулонову енергію ядра ${}^7\text{Li}$ з більш високою точністю, ніж раніше.

Як відомо E_{coul} залежить від ступеня кластеризації ядра, що було доведено в роботі [17] на прикладі ${}^6\text{Li}$, тому дослідження кулонової енергії ядра ${}^7\text{Li}$ допоможе проаналізувати структурні особливості останнього.

4.4.1. Експериментальне визначення E_{coul}

Підставою для експериментального визначення кулонової енергії атомного ядра є формула для E_{coul} з роботи [14], яка пов'язує цю величину з експериментальними даними з розсіяння електронів на ядрах – квадратом зарядового формфактора основного стану ядра $F_{\text{el}}^2(q)$ і його кулоною сумою $S_L(q)$. Зазначимо, що цей вираз є безмодельним, тобто не залежить від будь-яких припущень про структуру досліджуваного ядра. Формула для E_{coul} записується у вигляді

$$E_{\text{coul}} = \frac{e^2}{\pi} (I_1 - I_2), \quad (4.5)$$

$$I_1 = \int_0^\infty Z^2 F_{\text{el}}^2(q) \left(1 + \frac{q^2}{4M^2}\right) dq, \quad I_2 = \int_0^\infty Z G_{E,p}^2(q^2) (1 - S_L(q)) dq.$$

Для обчислення інтеграла I_1 нам необхідні дані $F_{\text{el}}^2(q)$, які можна взяти з робіт [103;121]. Однак, ці формфактори здобуті близько 50-ти років тому і відповідають можливостям апаратури і досвіду обробки даних того часу. Тому було проведено аналіз робіт [103;121], на підставі якого в їхні дані внесено наступні поправки:

1. передані імпульси, при яких у цих роботах знайдено експериментальні формфактори, були перетворені за допомогою виразу (1.1) в ефективні передані імпульси;

2. так як слабким місцем багатьох робіт з розсіяння електронів була невисока точність абсолютизація даних, то необхідно було перевірити нормування розглядуваних формфакторів і, при необхідності, перенормувати

їх. Раніше подібна процедура була виконана для ядра ^{12}C (див. розділ 3.1.6, роботи [55;56]).

Застосуємо цей досвід для даних $F_{el}^2(q)$ ядра ^7Li з робіт [103;121]. Візьмемо функцію $\varphi = k f(a_i, q)$ з вільними параметрами k , a_i і апроксимуємо нею експериментальні $F_{el}^2(q)$. Потім, використовуючи знайдене значення k , перенормуємо дані, тоді їхні нові значення будуть $F'_{el}{}^2(q) = F_{el}^2(q)/k$. У роботі [121] (на відміну від [103]) застосовувався подібний прийом для знаходження коефіцієнтів нормування, але застосування цих коефіцієнтів без використання ефективних переданих імпульсів може внести в інтеграл I_1 похибку в кілька відсотків.

У роботі [121] в якості функцій, що апроксимують експериментальні формфактори, використовувалися: $f_1(a_i, q)$ – вираз, що відповідає спрощеній гармонійно-осциляторній оболонковій моделі ядра, і $f_2(a_i, q)$ – розвинення формфактора за ступенями q^2 . Ми теж скористалися цими виразами і знайшли значення параметрів $k_1 = 0.936 \pm 0.011$ у першому випадку і $k_2 = 0.948 \pm 0.012$ – у другому. Використовуючи середньоарифметичне значення k_1 і k_2 , були перенормовані експериментальні формфактори ядра і функції апроксимації. У такий же спосіб було проведено коригування даних з роботи [103]. На рис. 4.5 зображено знайдені значення формфактора і функція апроксимації, що відповідає спрощеній гармонійно-осциляторній оболонковій моделі

Для обчислення інтеграла I_1 з першого доданка формули (4.5) у діапазоні $q = (0.0 \div 1.0) \text{ фм}^{-1}$ було використано середнє значення між двома апроксимуючими функціями, а при $q > 1.0 \text{ фм}^{-1}$ розрахунок проводився за перенормованими експериментальними даними роботи [103]. Відзначимо, що, як видно з рис. 4.5, при $q \geq 2.0 \text{ фм}^{-1}$ значення формфактора практично стають нульовими. Це можна перевірити чисельно: інтеграли формфактора на ділянках $q = (0.0 \div 2.0) \text{ фм}^{-1}$ та $q = (0.0 \div 6.0) \text{ фм}^{-1}$ відрізняються на 0.01% своєї величини.

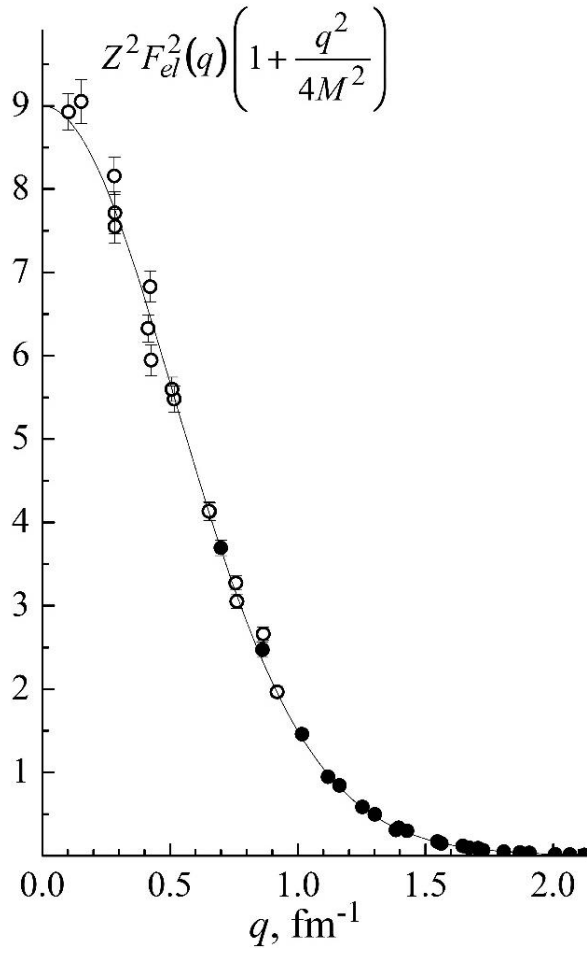


Рис. 4.5. Підінтегральна функція першого інтеграла I_1 формули (4.5) після перенормування даних. $F_{el}(q)$ – зарядовий формфактор основного стану ядра ${}^7\text{Li}$. Відкриті кружки – дані з роботи [121], закриті – з роботи [103]. Суцільна лінія – крива, що апроксимує експериментальні дані і відповідає спрощеній гармонійно-осциляторній оболонковій моделі

Для визначення похибки інтеграла I_1 на ділянці $q = (0.0 \div 1.0) \text{ фм}^{-1}$ були використані здобуті при мінімізації функції χ^2 похибки параметрів апроксимації Δk і Δa_i , а формула для статистичної похибки інтеграла має вигляд

$$\Delta I_{stat} = \int \left[(\Delta k \cdot f(a_i, q))^2 + \sum (\Delta a_i \cdot \partial f(a_i, q) / \partial a_i)^2 \right]^{1/2} dq.$$

Що стосується систематичної похибки інтеграла I_1 , то її можна тільки оцінити виходячи з відмінності значень параметрів k_1 і k_2 або з

відмінності інтегралів за функціями f_1 і f_2 . Частина похибки інтеграла I_1 при $q > 1.0 \text{ фм}^{-1}$ визначалася згідно похибки даних роботи [103]. З огляду на незначність внеску в інтеграл I_1 множника в дужках, який входить до його підінтегральної функції, все вищесказане про інтеграл без цих дужок можна вважати справедливим для інтеграла I_1 .

Унаслідок знаходимо числове значення першого доданка формули (4.5) і множенням на e^2/π приводимо його до одиниць MeV

$$I_1 = (2.770 \pm 0.036 \pm 0.014) \text{ MeV},$$

де перша похибка статистична, а друга – систематична. Далі всі інші результати будуть представлені в такому ж вигляді.

Для обчислення другого доданка формули (4.5) підінтегральні функції інтеграла I_2 можна представити у вигляді, як вони зображені на рис. 4.6, звідки стає очевидним, що значення інтеграла I_2 це площа області заштрихованої між функціями $A(q) = Z \cdot G_{E,p}^2(q^2)$ і $B(q) = Z \cdot G_{E,p}^2(q^2) \cdot S_L(q)$. З цього рисунка видно, що верхня межа інтеграла визначається точкою, де ці дві функції збігаються, тобто при $q = 1.063 \text{ фм}^{-1}$.

Для інтеграла по функції $A(q)$, який позначимо I_A , значення зарядового формфактора протона $G_{E,p}(q^2)$ і його похибки беремо з роботи [107]. Унаслідок, з урахуванням множника e^2/π , здобудемо

$$I_A = (1.3347 \pm 0.0053) \text{ MeV},$$

де похибка – статистична.

Інтеграл функції $B(q)$ (позначимо I_B), відповідає площі гістограми, в якій ширина стовпців неоднакова (див. рис. 4.6). Позначимо ширину i -того стовпця як D_i , а статистичну похибку значення $S_L(q_i)$ як $\Delta_{\text{stat}} S_L(q_i)$. Тоді інтеграл I_B і його статистична похибка $\Delta_{\text{stat}} I_B$ матимуть вигляд

$$I_B = Z \sum_{i=1}^{i=6} G_{E,p}^2(q_i^2) S_L(q_i) D_i,$$

$$\Delta_{stat} I_B = Z \sqrt{\sum_{i=1}^{i=6} [G_{E,p}^2(q_i^2) \Delta_{stat} S_L(q_i) D_i]^2}.$$

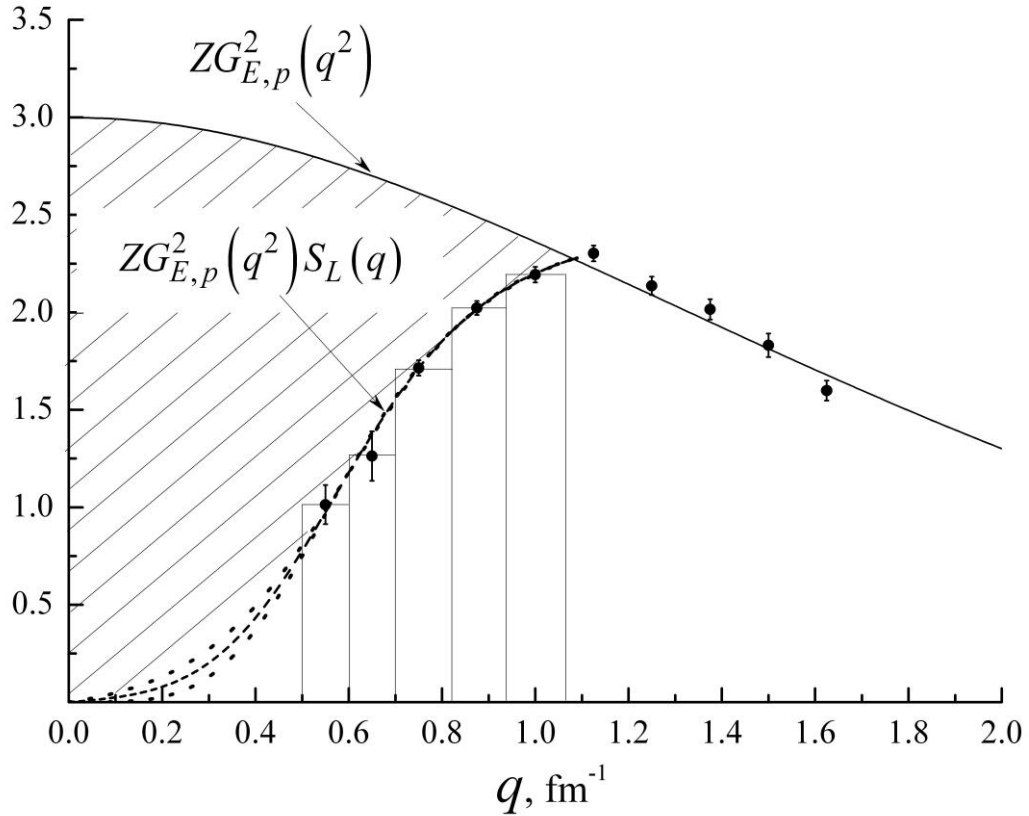


Рис. 4.6. Підінтегральні функції другого інтеграла I_2 формули (4.5). Значенню інтеграла відповідає заштрихована площа між верхньою лінією і штриховою лінією, що проходить через гістограму. Пунктирні криві – апроксимація значень $S_L(q)$ (див. текст), штрихова – середнє значення двох апроксимуючих кривих. Зображено тільки $\Delta S_{L, stat}$

Як видно з рис. 4.6 при $q < 0.5 \text{ fm}^{-1}$, де має знаходитися стовпчик гістограми $i = 1$, немає експериментальних даних. Однак, оскільки зі зменшенням переданого імпульсу величина $S_L(q)$ швидко убиває, її можна екстраполювати до менших переданих імпульсів. Оскільки KC описує ядерні реакції, а при $q = 0$ таких реакцій бути не може, то очевидно, що $S_L(q=0) = 0$. Отже, використовуючи це значення, можна не екстраполювати функцію $S_L(q)$, а інтерполювати, що має давати більш точний результат.

За допомогою програмного пакету Origin Pro 8.5 були випробувані 9 різних функцій у декількох діапазонах переданих імпульсів: від $q = (0.0 \div 0.875) \text{ фм}^{-1}$ до $q = (0.0 \div 1.125) \text{ фм}^{-1}$. Критерієм вибору оптимальної функції інтерполяції були як значення величини χ^2 на ступінь свободи (χ_i^2), так і ширина діапазону q , на якому проводилася мінімізація функції χ_i^2 . У проведеному аналізі було знайдено, що заданим критеріям відповідали функції Boltzmann ($\Phi_B(q)$) і Logistic ($\Phi_L(q)$): прийнятна величина χ_i^2 при максимальному діапазоні підгонки $q = (0.0 \div 1.125) \text{ фм}^{-1}$. Відзначимо, що ці функції дуже близькі між собою в діапазоні $q = (0.550 \div 1.125) \text{ фм}^{-1}$, але при $q < 0.5 \text{ фм}^{-1}$ сильно розходяться (див. рис. 4.6).

Унаслідок для функції інтерполяції була прийнята середня між знайденими $\Phi_B(q)$ і $\Phi_L(q)$, а коридор похибок при $q < 0.5 \text{ фм}^{-1}$ обмежували криві цих функцій. Оскільки нам необхідна площа під функцією $S_L(q)$ на інтервалі $q = (0.0 \div 0.5) \text{ фм}^{-1}$, то для площі першого стовпчика гістограми S_1 було взято інтеграл по середній між функціями Boltzmann і Logistic кривій на цьому інтервалі. Похибка знайденої величини приблизно $0.16 \cdot S_1$. Після підстановки даних у формулу (4.5) знаходимо

$$I_B = (0.493 \pm 0.012 \pm 0.012) \text{ MeV},$$

$$I_2 = (0.842 \pm 0.013 \pm 0.012) \text{ MeV}.$$

Унаслідок знайдено значення повної кулонової енергії ядра ${}^7\text{Li}$, що дорівнює

$$E_{\text{coul}} = (1.928 \pm 0.038 \pm 0.026) \text{ MeV}.$$

Проаналізуємо як оцінки значення $S_L(q)$ при $q = 0.55; 0.65 \text{ фм}^{-1}$ підвищили точність найденої E_{coul} . З рис. 4.6 видно, що екстраполяція КС у точку $S_L(0) = 0$ буде виконана тим точніше, чим більше є експериментальних $S_L(q)$. Так, відсутність оцінок значень $S_L(q)$ при інтерполяції призво-

дить до похибки в площі стовпчика гістограми D_1 , яка дорівнює приблизно 50% від S_1 . Крім того, оцінки значення $S_L(q)$ зменшили ширину стовпчика $i = 1$ з $(0.0 \div 0.7) \text{ фм}^{-1}$ до $(0.0 \div 0.5) \text{ фм}^{-1}$, а внаслідок зменшилося значення площі S_1 під екстраполюючою кривою на цій ділянці в 3 рази, що привело до суттєвого зменшення похибки в кінцевому значенні E_{coul} .

Для того, щоб виявити вплив похибок значень $S_L(q)$ при $q = 0.55 \text{ фм}^{-1}$ і 0.65 фм^{-1} на інтерполяцію, були проведені підгонки, в яких величина «вусів» цих двох точок була змінена в 1.5 рази. Один раз у більшу, а другий раз у меншу сторони. У обох випадках вплив на результат підгонки був мізерний.

Унаслідок використання оцінок величини $S_L(q)$ при $q = 0.55 \text{ фм}^{-1}$ і 0.65 фм^{-1} , точність знайдених у роботі [49] значень I_2 і E_{coul} підвищена в 3 і 1.5 раз, відповідно, у порівнянні з даними з роботи [65].

4.4.2. Аналіз експериментального значення E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$

Для аналізу знайденого значення E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$ і його доданків I_1 , I_2 . проведемо порівняння з аналогічними результатами досліджень на ядрах ${}^6\text{Li}$ та ${}^4\text{He}$. Необхідні для цього дані наведено в табл. 4.1.

Таблиця 4.1

Значення кулонової енергії та її доданків для різних ядер

Ядро	E_{coul} , MeV	E_{coul}^0 , MeV	I_1 , MeV	I_2 , MeV
${}^7\text{Li}$	1.928 ± 0.064	2.23	2.770 ± 0.050	0.842 ± 0.025
${}^6\text{Li}^*$	1.60 ± 0.10	2.33	2.45 ± 0.05	0.85 ± 0.08
${}^4\text{He}^{**}$	1.02 ± 0.10	0.90	1.98 ± 0.08	0.96 ± 0.06

Примітка: E_{coul}^0 – кулонова енергія ядра, розрахована в наближенні краплинної моделі [122].

*[17]

**[120], уточнено в [123].

1. Кулонова енергія ядра тим більша, чим менша середня відстані між протонами в ядрі. Отже, з відношення $E_{\text{coul}}({}^7\text{Li})/E_{\text{coul}}({}^6\text{Li}) = 1.21 \pm 0.09$ можемо зробити висновок, що характерний лінійний розмір ядра ${}^7\text{Li}$ має бути меншим за розмір ядра ${}^6\text{Li}$. Це припущення узгоджується з

результатами експерименту пружного розсіяння електронів з роботи [103], де було знайдено відношення середньоквадратичних зарядових радіусів $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ ядер ізотопів літію $\langle r^2 \rangle^{1/2}(^7\text{Li}) / \langle r^2 \rangle^{1/2}(^6\text{Li}) = 0.948 \pm 0.008$.

2. При аналізі результатів роботи, яка ґрунтується на формулі (4.5), важлива не тільки знайдена величина повної кулонової енергії ядра E_{coul} , а й числові значення доданків цієї формули – інтегралів I_1 і I_2 . Фізичне значення цих інтегралів можна інтерпретувати як:

Інтеграл I_1 це кулонова енергія електричного заряду, просторовий розподіл якого відображено в зарядовому формфакторі основного стану ядра. Тобто, це та кулонова енергія, яка зазвичай приписується атомним ядрам починаючи з краплинної моделі, і з часом уточнюється введенням у розрахунок більш реалістичних моделей розподілу заряду в ядрі. Для порівняння, у табл. 4.1 у колонці 3 наведено значення E_{coul}^0 , розраховані в наближенні краплинної моделі ядра. Суттєва різниця знайдених у експерименті значень I_1 і розрахованих E_{coul}^0 свідчить про відмінність реального розподілу заряду в ядрі від однорідного розподілу в крапельній моделі.

Інтеграл I_2 є числовою характеристикою зменшення кулонової енергії ядра внаслідок перекриття хвильових функцій протонів, з яких складається ядро. Тобто, явища пов'язаного з потраплянням частини заряду одного протона в об'єм, зайнятий зарядом іншого протона. Очевидно, що взаємодія цих двох протонів буде меншою, ніж вона повинна була б бути у випадку двох протонів з неперекривними хвильовими функціями. Отже, інтеграл I_2 характеризує зменшення кулонової енергії, яке викликане вище описаним ефектом. У формулі (4.5) цей інтеграл можна розглядати як поправку, яка враховує вплив розмірів і взаємного розташування протонів у ядрі на значення кулонової енергії ядра E_{coul} .

Як відомо, ядро ^7Li має високу ступінь кластеризації і складається з α -кластера та групи з трьох нуклонів. Вважається, що ця група нуклонів більшу частину часу є t -кластером. Отже, у кластерній структурі ядра ^7Li завжди присутній α -кластер. З порівняння об'ємів α -кластера та ядра ^7Li

витікає, що середня відстань між протонами, що належать α -кластеру багато менше за відстань між протоном з α -кластера і зовнішнім протоном. Цей факт приводить до висновку, що інтеграл I_2 у випадку ядра ${}^7\text{Li}$ повністю або майже повністю визначається внеском у нього α -кластера цього ядра. Оскільки ядро ${}^6\text{Li}$ теж сильно кластеризоване і містить α -кластер, то і в цьому випадку можна зробити аналогічний висновок про інтеграл $I_2({}^6\text{Li})$.

3. Подібно до того, як у пункті (1) цієї глави трактується величина відношення повних E_{coul} ядер, відношення $I_2({}^7\text{Li})/I_2({}^6\text{Li}) = 0.99 \pm 0.11$ має свідчити про співвідношення ефективних лінійних розмірів α -кластерів у ядрах ізотопів літію. Однак, велике значення похибки цього відношення допускає широкий діапазон можливих відмінностей ефективних лінійних розмірів α -кластерів у ядрах ізотопів літію.

4. У припущенні відсутності впливу на $I_2({}^7\text{Li})$ внеску від зовнішнього протона відношення інтегралів I_2 ядер ${}^7\text{Li}$ і ${}^4\text{He}$, яке дорівнює $I_2({}^7\text{Li})/I_2({}^4\text{He}) = 0.88 \pm 0.06$, свідчить про те, що ефективний лінійний розмір α -кластера більший за розмір ядра ${}^4\text{He}$, тобто властивості кластера всередині ядра модифіковані, що не суперечить роботі [124].

Виходячи з цього, можна припустити, що відмінність експериментальних KC і теоретичного розрахунку ядра ${}^7\text{Li}$ [38], виконаного в наближенні кластерної моделі, пов'язане з використанням в останньому для опису властивостей α - і t -кластерів досліджуваного ядра даних експериментальних формфакторів ядер ${}^4\text{He}$ і ${}^3\text{H}$.

Висновки до розділу 4

У цьому розділі приведено аналіз результатів, здобутих у роботі.

Було знайдено, що аномалія, яка спостерігалася раніше в поведінці KC від переданого імпульсу ядра ${}^6\text{Li}$, проявилася також і у випадку ядра ${}^7\text{Li}$. Запропонована та обґрунтована гіпотеза про зв'язок KC зі ступенем кластеризації ядра. Знайдено лінійну залежність між значенням переданого імпульсу q_p виходу на плато функції KC і параметром x ступеня кластеризації ядра.

Проведено порівняння результатів теоретичного розрахунку, виконаного в припущенні кластерної структури ядра ${}^7\text{Li}$, з експериментальними значеннями кулонової суми. Доведено, що спостерігається якісне узгодження теорії та експерименту. Висловлено припущення про те, що кількісна розбіжність розрахунку та експериментальних даних може бути пов'язано з тим, що властивості α - і t -кластерів ядра ${}^7\text{Li}$ відрізняються від властивостей відповідних їм ядер ${}^4\text{He}$ і ${}^3\text{H}$, дані з формфакторів яких використовувалися в розрахунку.

Описано процедуру знаходження E_{coul} ядра і визначено її значення для ядра ${}^7\text{Li}$, яка дорівнює $E_{\text{coul}} = (1.928 \pm 0.038 \pm 0.026) \text{ MeV}$, де перша похибка статистична, а друга – систематична. Порівняння здобутого E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$ з E_{coul} ядра ${}^6\text{Li}$ з [17] привело до висновку, що характерний лінійний розмір ${}^7\text{Li}$ має бути меншим за відповідний розмір ${}^6\text{Li}$, що узгоджується з результатами експерименту з пружного розсіювання електронів з роботи [103], де було знайдено відношення середньоквадратичних зарядових радіусів $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ ядер ізотопів літію $\langle r^2 \rangle^{1/2}({}^7\text{Li}) / \langle r^2 \rangle^{1/2}({}^6\text{Li}) = 0.948 \pm 0.008$.

Відношення експериментальних значень другого доданка I_2 з формули E_{coul} для ядер ${}^7\text{Li}$ і ${}^4\text{He}$ – $I_2({}^7\text{Li}) / I_2({}^4\text{He}) = 0.88 \pm 0.06$, вказує на те, що в ядрі ${}^7\text{Li}$ ефективний лінійний розмір α -кластера більший за розмір ядра ${}^4\text{He}$.

Експериментальні значення $R_L(q_c, \omega)$, $S_L(q)$ и E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$ здобуті вперше.

Публікації автора до розділу 4

38. Efros V. D., **Timchenko I. S.**, Buki A. Yu. Relation between (e, e') sum rules in ${}^6,7\text{Li}$ and ${}^4\text{He}$ nuclei: Experiment and cluster model // Eur. Phys. J. 2016. Vol. A52. P. 275–281. DOI:10.1140/epja/i2016-16275-x.

47. **Тимченко И. С.**, Буки А. Ю. Аномальное поведение кулоновской суммы изотопов лития // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : XIV конф., 22 – 25 березня 2016 р. : тези доп. Харків, 2016. С. 54.

48. Buki A. Yu., **Timchenko I. S.** Manifestation of nuclear clusterization in Coulomb sums // East Eur. J. Phys. 2018. Vol. 5, №1. P. 36–40. DOI: 10.26565/2312-4334-2018-1-03.

49. Buki A. Yu., **Timchenko I. S.** The Coulomb sum of ${}^7\text{Li}$ // Ядерна фізика та енергетика. 2018. Т.19, №2. С 103–110.

65. Буки А. Ю., **Тимченко И. С.** Кулоновская энергия ядра ${}^7\text{Li}$ // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : XIV конф., 22 – 25 березня 2016 р. : тези доп. Харків, 2016. С. 53.

ВИСНОВКИ

- Уперше здобуто експериментальні значення $R_L(q_c, \omega)$, $S_L(q)$ у діапазоні переданих імпульсів $q_c = (0.750 \div 1.625)$ фм⁻¹, оцінки величини кулонової суми при $q = 0.55, 0.65$ фм⁻¹ та значення E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$.

- Знайдені значення кулонової суми ядра ${}^7\text{Li}$ виявили аномалію в поведінці KC подібну до тієї, що раніше спостерігали у випадку ядра ${}^6\text{Li}$. Ця аномалія була пояснена проявом у KC кластеризації ядра. Як додатковий аргумент зв'язку $S_L(q)$ з кластеризацією ядра проведено порівняння експериментальних KC з теоретичним розрахунком, виконаним у підході кластерної структури ядра і доведено якісне узгодження теорії та експерименту.

- Здобуто значення повної кулонової енергії E_{coul} ядра ${}^7\text{Li}$, яка дорівнює $E_{\text{coul}} = (1.928 \pm 0.038 \pm 0.026)$ MeV, де перша похибка статистична, а друга – систематична. Порівняння здобутого $E_{\text{coul}}({}^7\text{Li})$ з $E_{\text{coul}}({}^6\text{Li})$ вказує на те, що середньоквадратичний радіус ${}^7\text{Li}$ менший за радіус ${}^6\text{Li}$, що узгоджується з раніше спостережуваним у експерименті з пружного розсіяння електронів на ядрах ${}^7\text{Li}$ і ${}^6\text{Li}$ відношенням $\langle r^2 \rangle^{1/2}({}^7\text{Li}) / \langle r^2 \rangle^{1/2}({}^6\text{Li}) = 0.948 \pm 0.008$ з роботи [103].

- Порівняння експериментальних значень другого доданка I_2 з виразу E_{coul} для ядер ${}^7\text{Li}$ і ${}^4\text{He}$ дало результат $I_2({}^7\text{Li}) / I_2({}^4\text{He}) = 0.88 \pm 0.06$, який вказує на те, що ефективний лінійний розмір α -кластера ядра ${}^7\text{Li}$ більший за розмір ядра ${}^4\text{He}$.

- Для оцінки внеску фону e^- з фотонародження e^+, e^- -пар у мішені в спектрах ${}^7\text{Li}(e, e')$ розроблена методика розрахунку, яка дала змогу суттєво

скоротити час моделювання цього процесу. Оцінено величину внеску цього ефекту в спектрах ${}^7\text{Li}(e,e')$, використовуваних у роботі.

- Створено і протестовано програмний код для радіаційно-іонізаційного коригування спектрів розсіяних на ядрах електронів. Досягнута точність радіаційного коригування не гірша за точність результатів провідних лабораторій світу. Знайдено умови застосування методу еквівалентного радіатора для розрахунку радіаційного хвоста піка пружного розсіювання електронів.

- Виявлена 3%-ва систематична похибка в еталонних даних з пружного розсіювання електронів на ${}^{12}\text{C}$, що було враховано при абсолютизації даних ${}^7\text{Li}(e,e')$ цієї роботи.

- Досліджено екстраполяцію поздовжньої функції відгуку ${}^7\text{Li}$ в область великих переданих енергій, що необхідно для екстраполяції експериментальних $R_L(q_s, \omega)$ в область $\omega \rightarrow \infty$, що необхідно для здобуття експериментальних значень $S_L(q)$ досліджуваного ядра.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. McVoy K. W., van Hove L. Inelastic Electron-Nucleus Scattering and Nucleon-Nucleon Correlations // *Phys. Rev.* 1962. Vol. 125. P. 1034–1043.
2. de Forest T., Jr., Walecka J. D. Electron Scattering and Nuclear Structure // *Adv. Phys.* 1966. Vol. 15, № 57. P. 1–109.
3. Rosenbluth M. N. High Energy Elastic Scattering of Electrons on Protons // *Phys. Rev.* 1950. Vol. 79. P. 615–619.
4. Martinelli S., Kamada H., Orlandini G., Glöckle W. Longitudinal Response Function of ^3He and ^3H by Lorentz kernel transformations // *Phys. Rev.* 1995. Vol. C52, № 4. P. 1778–1782.
5. Efros V. D., Leidemann W., Orlandini G. Longitudinal Response Function of ^3H and ^3He // *Phys. Rev.* 2004. Vol. C69. P. 044001. DOI: 10.1103/PhysRevC.69.044001.
6. Bacca S., Barnea N., Leidemann W., Orlandini G. Role of final state interaction and of three-body force on the longitudinal response function of ^4He // *Phys Rev Lett.* 2009. Vol. 102. P. 162501. DOI:10.1103/PhysRevLett.102.162501.
7. Efros V. D., Leidemann W., Orlandini G., Tomusiak E. L. Electromagnetic response functions of few-nucleon systems // *Phys. Atom. Nucl.* 2001. Vol. 64. P. 482–493; *Yad. Fiz.* 2001. Vol. 64. P. 536–547. URL: <https://arXiv:nucl-th/9909061>.
8. Yuan L., Leidemann W., Efros V. D. et al. Transverse electron scattering response function of ^3He in the quasi-elastic peak region and beyond with Delta isobar degrees of freedom // *Phys. Lett.* 2011. Vol. B706. P. 90–93. DOI:10.1016/j.physletb.2011.10.066.
9. Efros V. D., Leidemann W., Orlandini G., Tomusiak E. L. Frame dependence of ^3He transverse (e,e') response functions at intermediate

- momentum transfers // Phys. Rev. 2011. Vol. C83. P. 057001. DOI:10.1103/PhysRevC.83.057001.
10. Leidemann W., Efros V. D., Orlandini G., Tomusiak E. L. Threshold ^3He and ^3H Transverse Electron Scattering Response Functions // Few Body Syst. 2010. Vol. 47. P. 157–165. DOI:10.1007/s00601-009-0078-8.
 11. Lovato A., Gandolfi S., Carlson J. et al.. Electromagnetic response of ^{12}C : a first-principles calculation // Phys. Rev. Lett. 2016. Vol. 117. P. 082501. DOI:10.1103/PhysRevLett.117.082501.
 12. de Forest T., Jr. The Relativistic Coulomb Sum Rule for Electron Scattering in the Independent-Particle Model // Nucl. Phys. 1984. Vol. A414, №3. P. 347–358.
 13. Orlandini G., Traini M. Sum rules for electron-nucleus scattering // Rep. Prog. Phys. 1991. Vol. 54. P. 257–338.
 14. Эфрос В. Д. Правила сумм в рассеянии электронов на ядрах // Ядерная физика. 1973. Т. 18, № 6. С. 1184–1202; Sov. J. Nucl. Phys. 1974. Vol. 18. P. 607–625.
 15. Schiavilla R., Pandharipande V. R., Fabrocini A. Coulomb sum rule of $A = 2, 3$, and 4 nuclei // Phys. Rev. 1989. Vol. C40, № 3. P. 1484–1490.
 16. Буки А. Ю. Кулоновская сумма ядра ^{12}C при переданных моментах $(0.95 \div 1.35) \text{ фм}^{-1}$ // Вест. Харьков. нац. универ. Серия физич. «Ядра, частицы, поля» 2010. № 993, вып. 4(48). P. 37–40.
 17. Буки А. Ю., Шевченко Н. Г., Эфрос В. Д., Чкалов И. И. Экспериментальное определение кулоновской энергии ядра ^6Li // Ядерная физика. 1977. Т. 25, № 2. С. 457–459.
 18. Dow K., Dytman S., Beck D. et al.. Longitudinal Response Functions and Sum Rules for Quasielastic Electron Scattering from ^3H and ^3He // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 61. P. 1706–1709.
 19. Dytman S. A., Bernstein A. M., Blomqvist K. I. et al.. Inclusive electron scattering from ^2H , ^3He and ^4He // Phys. Rev. 1988. Vol. C38. P. 800–812.

20. Marchand C., Barreau P., Bernheim M. et al.. Transverse and longitudinal response functions in deep inelastic electron scattering from ^3He // Phys. Lett. 1985. Vol. B153. P. 29–32.
21. von Reden K. F., Alcorn C., Dytman S. A. et al.. Quasielastic electron scattering and Coulomb sum rule in ^4He // Phys. Rev. 1990. Vol. C41. P. 1084–1094.
22. Williamson C. F., Yates T. C., Schmitt W. M. et al.. Quasielastic electron scattering from ^{40}Ca // Phys. Rev. 1997. Vol. C56. P. 3152–3172.
23. Deady M., Williamson C. F., Zimmerman P. D. et al.. Deep inelastic separated response functions from ^{40}Ca and ^{48}Ca . // Phys. Rev. 1986. Vol. C33. P. 1897–1904.
24. Meziani Z. E., Barreau P., Bernheim M. et al.. Coulomb Sum Rule for ^{40}Ca , ^{48}Ca and ^{56}Fe for $|q| < 550 \text{ MeV/c}$. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 2130–2133.
25. Meziani Z. E., Barreau P., Bernheim M. et al.. Transverse Response Functions in Deep-Inelastic Electron Scattering for ^{40}Ca , ^{48}Ca , and ^{56}Fe // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 1233–1236.
26. Altemus R., Cafolla A., Day D. et al.. Longitudinal and Transverse Inelastic Electron Scattering from ^{56}Fe // Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 44. P. 965–968.
27. Zghiche A., Danelet J. F., Bernheim M. et al.. Longitudinal and transverse responses in quasi-elastic electron scattering from ^{208}Pb and ^4He // Nucl. Phys. 1994. V. A572. P. 513–559.
28. Blatchley C. C., leRose J. J., Pruet O. E. et al.. Quasi-elastic electron scattering from ^{238}U // Phys. Rev. 1986. Vol. C34. P. 1243–1247.
29. Barreau P., Bernheim M., Duclos J. et al. Deep-inelastic electron scattering from carbon // Nucl. Phys. 1983. Vol. A402. P. 515–540.
30. Meziani Z. E., Chen J. P., Besk D. et al.. High Momentum Transfer $R_{T,L}$ Inclusive Response Functions for $^{3,4}\text{He}$ // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 69, № 1. P. 41–44.

31. Chen J. P., Meziani Z. E., Beck D. et al. Longitudinal and transverse response functions in $^{56}\text{Fe}(\text{e},\text{e}')$ at momentum transfer near 1 GeV/c // *Phys. Rev. Lett.* 1991. Vol. 66. P. 1283–1286.
32. Буки А. Ю., Шевченко Н. Г., Ненько И. А. и др. Моменты функции отклика ядра ^2H при $q = 1.05 \text{ фм}^{-1}$ // *Ядерная физика.* 2002. Т. 65, №5. С. 787–796.
33. Буки А. Ю., Шевченко Н. Г., Полищук В. Н. Поперечные моменты функции отклика ядра ^4He в интервале переданных импульсов $0.75 \div 1.5 \text{ фм}^{-1}$ // *Ядерная физика.* 1995. Т. 58, № 8. С. 1353–1361.
34. Буки А. Ю., Ненько И. А., Шевченко Н. Г., Тимченко И. С. Кулоновские суммы ядра ^4He при переданных 3-импульсах вблизи 1 фм^{-1} // *Вісн. Харків. нац. ун-ту. Серія фізична «ядра, частини, поля».* 2004. № 642, вип. 3(25). С. 91–94.
35. Buki A. Yu., Shevchenko N. G., Nenko I. A., Timchenko I. S. Coulomb sums of the ^4He nucleus at $q = 0.88$ to 1.25 fm^{-1} // *Phys. Lett.* 2006. Vol. B641. P. 156–158.
36. Buki A. Yu., Shevchenko N. G., Timchenko I. S. Saturation of Coulomb sum rules in the ^6Li case // *Eur. Phys. J.* 2012. Vol. A48, №2. P. 17–22. DOI: 10.1140/epja/i2012-12017-6.
37. Буки А. Ю., Шевченко Н. Г., Хомич А. А. и др. Изотопический эффект в поперечной функции отклика ядер ^6Li и ^7Li // *Ядерная физика.* 1996. Т. 59, № 3. С. 395–398.
38. Efros V. D., **Timchenko I. S.**, Buki A. Yu. Relation between (e,e') sum rules in $^{6,7}\text{Li}$ and ^4He nuclei: Experiment and cluster model // *Eur. Phys. J.* 2016. Vol. A52. P. 275–281. DOI:10.1140/epja/i2016-16275-x.
39. Буки А. Ю., Шевченко Н. Г., Лихачев В. П. и др. Определение кулоновской энергии ядра ^{12}C из эксперимента по рассеянию электронов // *Укр. физ. журн.* 1985. Т. 30, № 4. С. 499–501.

40. Jourdan J. Longitudinal response functions: the Coulomb sum revisited // Phys. Lett. 1995. Vol. B353. P. 189–195.
41. Jourdan J. Quasi-elastic response functions. The Coulomb sum revisited // Nucl. Phys. 1996. Vol. A603. P. 117–160.
42. Meziani Z.E., Morgenstern J. Is the Coulomb sum rule violated in nuclei? // Phys. Lett. 2001. Vol. B515. P. 269–275. DOI:10.1016/S0370-2693(01)00873-5.
43. Carlson J., Jourdan J., Schiavilla R., Sick I. Coulomb sum rule for ${}^4\text{He}$ // Phys. Lett. 2003. Vol. B553. P. 191–196.
44. Jefferson Lab experiment E05-110: Precision Measurement on Longitudinal and Transverse Response Function of Quasi-Elastic Scattering in the Momentum Transfer Range $0.55 \leq |q| \leq 1$ GeV/c. URL: http://hallaweb.jlab.org/experiment/E05-110/exp_home (дата звернення 15.12.2018).
45. Choi S. Coulomb sum rule Revisited-Precision Measurement of Longitudinal and Transverse Response Functions of Quasi-Elastic Electron Scattering in the Momentum Transfer Range $0.55 \text{ GeV}/c \leq q \leq 0.90 \text{ GeV}/c$ // Journal of the Korean Physical Society. 2008. Vol. 53, №2. P. 1136–1140.
46. Буки А. Ю. Исследование функций отклика элетродезинтеграции ядер ${}^2\text{H}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ при средних переданных импульсах : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.16. Харьков, 2003. 134 с.
47. **Тимченко И. С.**, Буки А. Ю. Аномальное поведение кулоновской суммы изотопов лития // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : XIV конф., 22 – 25 березня 2016 р. : тези доп. Харків, 2016. С. 54.
48. Buki A. Yu., **Timchenko I. S.** Manifestation of nuclear clusterization in Coulomb sums // East Eur. J. Phys. 2018. Vol. 5. P. 36–40. DOI:10.26565/2312-4334-2018-1-03
49. Buki A. Yu., **Timchenko I. S.** The Coulomb sum of ${}^7\text{Li}$ // Ядерна фізика та енергетика. 2018. Т.19, №2. С 103–110.

50. Buki A. Yu., Shevchenko N. G., **Timchenko I. S.** Coulomb sums for ${}^7\text{Li}$ nucleus at 3-momentum transfers $q = 1.250 \dots 1.625 \text{ fm}^{-1}$ // Problems of atomic science and technology. 2009, № 3(51). P. 38–42.
51. Krumova G. Z., Tomasi-Gustafsson E., Antonov A. N. Charge form factor and cluster structure of the ${}^6\text{Li}$ nucleus // Open Physics. 2008. Vol. 6. P. 491–497. DOI: 10.2478/s11534-008-0091-4.
52. Überall H. Electron Scattering From Complex Nuclei : in 2 part. New York and London : Academic Press, 1971. Part A : Pure and Applied Physics. 496 p.
53. Буки А. Ю., Шевченко Н. Г., **Тимченко И. С.** Исследование экстраполяций функций отклика ядер ${}^2\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : III конф., 28 лютого – 4 березня 2005 р. : тези доп. Харків, 2005. С. 30–31.
54. Буки А. Ю., Ненько И. А., Шевченко Н. Г., **Тимченко И. С.** Экстраполяция экспериментальных функций отклика ядер ${}^2\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ степенной функцией // Вісн. Харків. нац. ун-ту. Серія фізична «ядра, частини, поля». 2005. № 664, вип. 2(27). С. 45–50.
55. Буки А. Ю., **Тимченко И. С.** Об абсолютности данных упругого рассеяния электронов на ядре ${}^{12}\text{C}$ // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : V конф., 26 лютого – 2 березня 2007 р. : тези доп. Харків, 2007. С. 70.
56. Buki A. Yu., **Timchenko I. S.** About absoluteness of data on elastic electron scattering with ${}^{12}\text{C}$ nucleus // Problems of atomic science and technology. 2007, № 5(48). С. 45–47.
57. Reuter W., Fricke G., Merle K., Miska H. Nuclear charge distribution and rms radii of ${}^{12}\text{C}$ from absolute electron scattering measurements // Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 806–818.
58. **Тимченко И.С.**, Буки А. Ю. Метод эквивалентного радиатора в радиационной корректировке спектров // Фізика високих енергій,

- ядерної фізики та прискорювачів : XIII конф., 16 – 20 березня 2015 р. : тези доп. Харків, 2015. С. 89–90.
59. **Timchenko I.S.**, A.Yu. Buki. Application of the equivalent radiator method for radiative corrections to the spectra of elastic electron scattering by nuclei // Ядерна фізика та енергетика. 2015. Т.16, №2. С. 209–214.
 60. Mo L. W., Tsai Y. S. Radiative Corrections to Elastic and Inelastic $e p$ and μp Scattering // Rev. Mod. Phys. 1969. Vol. 41. P. 205–235.
 61. Tsai Y. S. Radiative corrections to electron scatterings : Report № SLAC-PUB-848. Stanford Linear Accelerator Center, 1971. 66 p. URL: <http://www.slac.stanford.edu/cgi-wrap/getdoc/slac-pub-0848.pdf>. (дата звернення 15.12.2018).
 62. **Тимченко И. С.**, Буки А. Ю. Фон (e^+, e^-)-пар в данных электроядерного эксперимента // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : XIII конф., 16 – 20 березня 2015 р. : тези доп. Харків, 2015. С. 89.
 63. **Timchenko I.S.**, A.Yu. Buki. Calculation of (e^+, e^-)-pair contribution to the spectra of electrons scattered by nuclei // East Eur. J. Phys. 2015. Vol. 2, №2. С. 38–43.
 64. Буки А. Ю., Шевченко Н. Г., **Тимченко И. С.** Функции отклика ядра ${}^7\text{Li}$ при переданном 3-импульсе $q = 1.250 \dots 1.625 \text{ фм}^{-1}$ // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : VI конф., 25 – 29 лютого 2008 р. : тези доп. Харків, 2008. С. 84.
 65. Буки А. Ю., **Тимченко И. С.** Кулоновская энергия ядра ${}^7\text{Li}$ // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : XIV конф., 22 – 25 березня 2016 р. : тези доп. Харків, 2016. С. 53.
 66. Yennie D. R., Boos F. L., Ravenhall D. C. Analytic Distorted-Wave Approximation for High-Energy Electron Scattering Calculations // Phys. Rev. 1965. V. B137, № 3. P. 882–903.

67. Yin Y., Onley D. S., Wright L. E. Effects of Coulomb distortion and final state interaction on the fourth and fifth structure functions // *Phys. Rev.* 1994. Vol. C50. P. 168–176.
68. Kim K. S., Wright L. E., Yin Y., Kosik D. W. Approximate treatment of electron Coulomb distortion in quasielastic (e,e') reactions // *Phys. Rev.* 1996. Vol. C54. P. 2515–2524. DOI: 10.1103/PhysRevC.54.2515.
69. Aste A., Jourdan J. Improved effective momentum approximation for quasielastic scattering off highly charged nuclei // *Europhys. Lett.* 2004. Vol. 67. P. 753–759.
70. Kim K. S., Wright L. E. Extraction of structure functions from quasielastic electron scattering (e,e') off medium and heavy nuclei // *Phys. Rev.* 2005. Vol. C72. P. 064607. URL: <https://arxiv:nucl-th/0505032>. (дата звернення 15.12.2018).
71. Knoll J. An analytic description of inelastic electron scattering on nuclei // *Nucl. Phys.* 1974. Vol. A223. P. 462–464. DOI:10.1016/0375-9474(74)90700-3.
72. Lenz F., Rosenfelder R. Nuclear radii in the high-energy limit of elastic electron scattering // *Nucl. Phys.* 1971. Vol. A176. P. 513–525. DOI:10.1016/0375-9474(71)90933-X.
73. Rosenfelder R. Quasielastic Electron Scattering from Nuclei // *Ann. Phys.* (N.Y.). 1980. Vol. 128. P. 188–194. DOI: 10.1016/0003-4916(80) 90059-7.
74. Mini-Workshop on Coulomb Corrections, 2005. URL: <http://www.jlab.org/choi/CSR/workshop>. (дата звернення 15.12.2018).
75. Traini M. Coulomb Distortion in Quasielastic (e,e') Scattering on Nuclei: Effective Momentum Approximation and Beyond // *Nucl. Phys.* 2001. Vol. A694. P. 325–336. DOI: 10.1016/S0375-9474(01)00968-X.
76. Guèye P., Bernheim M., Danel J. F., Ducret J. E. et al. Coulomb distortion measurements by comparing electron and positron quasi-elastic scattering off ^{12}C and ^{208}Pb // *Phys. Rev.* 1999. Vol. C60. P. 044308. DOI:10.1103/PhysRevC.60.044308.

77. Aste A. Coulomb distortion effects in quasi-elastic (e, e') scattering on heavy nuclei // Nucl. Phys. 2008. Vol. A806. P. 191–215. URL: <https://arXiv:0710.1261>.
78. Афанасьев Н. Г., Ковалёв В. Д., Омелаенко А. С. и др. Абсолютные измерения упругого рассеяния электронов с энергией 100 и 200 МэВ на ядре ^{12}C // Ядерная физика. 1967. Т. 5, № 2. С. 318–326.
79. Афанасьев Н.Г., Гольдштейн В.А., Савицкий Г.А. и др. Расчет магнитного спектрометра для частиц с импульсом до 400 МэВ/с // Приб. и техн. экспер. 1966. Т. 5. С. 44–50.
80. Афанасьев Н.Г., Гольдштейн В.А., Савицкий Г.А. и др. Регистрация спектра частиц с импульсом до 400 МэВ/с магнитным спектрометром // Журн. теор. физ. 1967. Т. 37. С. 1671–1676.
81. Полищук В. Н., Шевченко Н. Г., Афанасьев Н. Г. и др. Многоканальный счетчик для регистрации электронов высоких энергий. Харьков : ННЦ ХФТИ, 1972. 20 с. (Препринт. АН Украины, Нац. науч. центр «Харьк. физ.-тех. инст.»; ХФТИ72-40).
82. Таблицы физических величин / под ред. И. К. Кикоина. Москва : Атомиздат, 1976. 1006 с.
83. PAW Reference manual. URL: http://paw.web.cern.ch/paw/reference_manual/.
84. GEANT. URL: <http://geant.cern.ch> (дата звернения 15.12.2018).
85. Калашников В. И., Козадаев М. С. Детекторы элементарных частиц. Москва : Наука, 1966. 408 с.
86. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. Москва : Гостехтеориздат, 1953. 428 с.
87. Buki A. Yu. Methods of Measuring Physical Characteristics of Partial Components of Multicomponent Samples. URL: <https://arxiv.org/abs/1112.4313> (дата звернения 15.12.2018).
88. Isabelle D. B., Bishop G. R. Study of the giant resonance in ^{16}O by inelastic electron scattering // Nucl. Phys. 1969. Vol. 45. P. 209–232.

89. Stein S., Atwood W. B., Bloom E. D., Cottrell R. L. et al.. Electron scattering at 4° with energies of 4.5-20 GeV // Phys. Rev. 1975. Vol. D12. P. 1884–1919.
90. Schwinger J. Quantum Electrodynamics. III. The Electromagnetic Properties of the Electron – Radiative Corrections to Scattering // Phys. Rev. 1949. Vol. 76. P. 790–817; DOI: 10.1103/PhysRev.76.790.
91. Tsai Y. S. Radiative Corrections to Electron-Proton Scattering // Phys. Rev. 1961. Vol. 122. P. 1898–1907; DOI: 10.1103/PhysRev.122.1898.
92. Meister N. T., Yennie D. R. Radiative corrections to higt-energy scattering processes // Phys. Rev. 1963. Vol. 130. P. 1210–1229.
93. Росси Б. Частицы больших энергий. Москва : Гос. изд. тех.-теор. лит, 1955. 636 с.
94. Bethe H. A., Ashkin J. Experimental Nuclear Physics. New York : John Wiley and Sons, 1953. 350 p.
95. Hand L. N. Experimental Investigation of Pion Electroproduction // Phys. Rev. 1963. Vol. 129. P. 1834–1846.
96. Allton E. A. Bremsstrahlung in Electron-Proton Scattering // Phys. Rev. 1964. Vol. B135. P. 570–582.
97. Bjorken J. D. Radiative corrections to inelastic electron scattering // Ann. Phys. (N.Y.). 1963. Vol. 24. P. 201–210.
98. Ганн В. В., Митрофанова А. В. Программы учета радиационных поправок к процессам рассеяния электронов на ядрах. Харьков : ННЦ ХФТИ, 1974. 26 с. (Препринт НАН Украины, Нац. науч. центр «Харьк. физ.-тех. инст.»; ХФТИ4-41).
99. Ганн А. В. Инклюзивное рассеяние электронов ядрами ^3He и ^4He : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.16. Харьков, 1994. 110 с.
100. Huan Yao. Precision Measurement of Longitudinal and Transverse Response Functions of Quasielastic Electron Scattering in the Momentum Transfer Range $0.55 \text{ GeV}/c \leq |q| \leq 1.0 \text{ GeV}/c$: PhD Thesis. Temple

- University, 2012. URL: <http://digital.library.temple.edu/cdm/ref/collection/p245801coll10/id/152421> (дата звернення 15.12.18).
101. McCarthy J. S., Sick I., Whitney R. R. Electromagnetic structure of the helium isotopes // *Phys. Rev.* 1977. Vol. C15, №4. P. 1396–1414.
 102. Janssens T., Hofstadter R., Hughes E. B., Yearian M. R. Proton Form Factors from Elastic Electron-Proton Scattering // *Phys. Rev.* 1966. Vol. 142. P. 922–931.
 103. Suelzle L. R., Yearian M. R., Crannell H. Elastic Electron Scattering from ^6Li and ^7Li // *Phys. Rev.* 1967. Vol. A162. P. 992–1005.
 104. Beck D. H., Kowalski S. B., Schulze M. E., Turchinets W. E. et al.. Tritium form factors at low q // *Phys. Rev.* 1984. Vol. C30. P. 1403–1408.
 105. Гулькаров И. С. Исследование ядер на электронах. Москва : Атомиздат, 1977. 208 с.
 106. Баррет Р., Джексон Д. Размеры и структура ядер. Киев : Наукова думка, 1981. 420 с.
 107. Bernauer J. C., Achenbach P., Gayoso C. A. et al.. High-Precision Determination of the Electric and Magnetic Form Factors of the Proton // *Phys. Rev. Lett.* 2010. Vol. 105. P. 242001.
 108. Alberico W. M., Bilenky S. M., Giunti C., Graczyk K. M. Electromagnetic form factors of the nucleon: New fit and analysis of uncertainties // *Phys. Rev.* 2009. Vol. C79. P. 065204.
 109. Tornow V., Orlandini G., Traini M. et al. A study of electronuclear sum rules in light and medium-weight nuclei // *Nucl. Phys.* 1980. Vol. A348, №2. P. 157–178.
 110. Buki A. Yu., Efros V. D., Shevchenko N. G. et al.. Electronuclear transversal sum rule in ^4He at moderate transfer momenta and high- ω extrapolation of response functions. Moscow, 1991. 20 p. (Препринт. IAE-5397/2).

111. Buki A. Yu., Nenko I. A. Response Functions Extrapolation of ^2H Nucleus in the Region of High Transfer Energy // *Воп. атом. науки и тех.* 2000, № 2(36). С. 13–15.
112. Tilley D. R., Cheves C. M., Godwina J. L., Haled G. M. et al. Energy levels of light nuclei $A = 5, 6, 7$ // *Nucl. Phys.* 2002. Vol. A708. P. 3–163, (см. стр. 95.); DOI: 10.1016/S0375-9474(02) 00597-3.
113. Ajzenberg-Selove F. Energy levels of light nuclei $A = 5-10$ // *Nucl. Phys.* 1988. Vol. 490, №1. P. 1–225, DOI:10.1016/0375-9474(88) 90124-8.
114. Lichtenstadt J., Alster J., Moinester M. A., Dubach J. et al. Multi-nucleon degrees of freedom in inelastic form factor of ^7Li // *Phys. Lett.* 1990. Vol. B.244, №2. P. 173–177.
115. Unkelbach M., Hofmann H. M. ^7Li form factors in a microscopic cluster calculation // *Phys. Lett.* 1991. Vol. B.261, №3. P. 211–216.
116. Efros V. D. Electronuclear Sum Rules for the Lightest Nuclei // *Yad.Fiz.* 1992. Vol. 55. P. 2348–2358; *Sov. J. Nucl. Phys.* 1992. Vol. 55. P. 1303–1313.
117. Ottermann C. R., Köbshall G., Maurer K. Elastic Electron Scattering from ^3He and ^4He // *Nucl. Phys.* 1985. Vol. A436. P. 688–698.
118. Mergell P., Meissner U.-G., Drechsel D. Dispersion-Theoretical Analysis of the Nucleon Electromagnetic Form Factors // *Nucl. Phys.* 1996. Vol. A596. P. 367–396.
119. Наумов Ю. В., Крафт О. Е. Изоспин в ядерной физике. Свойства атомный ядер / Ленинград : Наука, 1972. 181 с.
120. Буки А. Ю., Тимченко И. С., Шевченко Н. Г. Кулоновская энергия ядра ^4He // *Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : V конф., 26 лютого – 2 березня 2007 р. : тези доп. Харків, 2007. С.72.*
121. Bumiller F. A., Buskirk F. R., Dyer J. N., Monson W. A. Elastic Electron Scattering from ^6Li and ^7Li Low Momentum Transfer // *Phys. Rev.* 1972. Vol. C5, №2. P. 391–395.

122. Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Орлин В. Н. Модели атомных ядер / под ред. Э. Кебин. Москва : Изд-во Московского университета, 1997. 408 с.
123. Исследование атомных ядер электронами и фотонами с энергией до 300 МэВ / Н. И. Айзацкий и др. Харьков : ННЦ ХФТИ, 2017. 393 с. ISBN 978-617-619-203-9.
124. Бережной Ю. А., Михайлюк В. П., Пилипенко В. В. Дифракционные ядерные процессы. Киев : Наукова думка, 2014. 260 с.

ДОДАТОК А

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ
ТА ВІДОМОСТІ ПРО АПРОБАЦІЮ РЕЗУЛЬТАТІВ ДИСЕРТАЦІЇ

Публікації, які ввійшли до міжнародних наукометричних баз:

1. Buki A. Yu., Shevchenko N. G., **Timchenko I. S.** Coulomb sums for ${}^7\text{Li}$ nucleus at 3-momentum transfers $q = 1.250 \dots 1.625 \text{ fm}^{-1}$ // Problems of atomic science and technology. 2009. № 3(51). P. 38–42. (Особистий внесок здобувача: обробка первинних даних вимірювань спектрів ${}^7\text{Li}(e, e')$, здобуття експериментальних значень поздовжньої функції відгуку в широкому діапазоні переданих імпульсів за допомогою методу Розенблюта; обчислення значень кулонової суми досліджуваного ядра; участь в аналізі здобутих результатів.) (Входить до SCOPUS)
2. **Timchenko I. S.**, Buki A. Yu. Application of the equivalent radiator method for radiative corrections to the spectra of elastic electron scattering by nuclei // Ядерна фізика та енергетика. 2015. Т.16, №2. С. 209–214. (Особистий внесок здобувача: розробка програми розрахунку радіаційного хвоста піка пружного розсіяння як у точному підході, так і в наближеному – методі еквівалентного радіатора; розрахунки радіаційного хвоста піка пружного розсіяння для низки ядер у точному та наближеному підходах; участь в аналізі та визначенні меж застосування методу еквівалентного радіатора.) (Видання входить до SCOPUS)
3. Buki A. Yu., **Timchenko I. S.** The Coulomb sum of ${}^7\text{Li}$ // Ядерна фізика та енергетика. 2018. Т.19, №2. С. 103–110. (Особистий внесок здобувача: дослідження поведінки кулонової суми ядра ${}^7\text{Li}$ від переданого імпульсу при $q \rightarrow 0$, що було необхідно для визначення величини кулонової енергії досліджуваного ядра; участь у знаходженні значень кулонової енергії та її складових, аналіз здобутих результатів.) (Видання входить до SCOPUS)

4. Efros V. D., **I. S. Timchenko**, Buki A. Yu. Relation between (e,e') sum rules in ${}^{6,7}\text{Li}$ and ${}^4\text{He}$ nuclei: Experiment and cluster model // Eur. Phys. J. 2016. Vol. A52. P. 275–281. DOI:10.1140/epja/i2016-16275-x. (Особистий внесок здобувача: обробка первинних даних вимірювань спектрів ${}^7\text{Li}(e,e')$, здобуття експериментальних значень поздовжньої функції відгуку в широкому діапазоні переданих імпульсів за допомогою методу Розенблюта; обчисленням значень кулонової суми досліджуваного ядра; участь в аналізі здобутих результатів.) (Видання входить до SCOPUS)

Публікації у наукових фахових виданнях України:

5. Buki A. Yu., **Timchenko I. S.** Manifestation of nuclear clusterization in Coulomb sums // East Eur. J. Phys. 2018. Vol. 5, №1. P. 36–40. DOI: 10.26565/2312-4334-2018-1-03. (Особистий внесок здобувача: дослідження залежності КС від переданого імпульсу для ядер ${}^4\text{He}$, ${}^{6,7}\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{48}\text{Ca}$, ${}^{56}\text{Fe}$, при цьому були знайдені значення переданого імпульсу q_p , при якому кулонова сума досліджуваних ядер виходить на свої постійні значення в межах експериментальних похибок. Участь в аналізі зв'язку знайдених q_p з параметром x ступеня кластеризації ядра, в результаті чого було встановлено лінійний зв'язок між величинами q_p та x .)

Публікації, які додатково відображають результати дисертації

6. Буки А. Ю., Ненько І. А., Шевченко Н. Г., **Тимченко І. С.** Экстраполяция экспериментальных функций отклика ядер ${}^2\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ степенной функцией // Вісн. Харків. нац. ун-ту. Серія фізична «ядра, частини, поля». 2005. № 664, вип. 2(27). С. 45–50. (Особистий внесок здобувача: дослідження вибору необхідної кількості експериментальних величин поздовжньої функції відгуку $R_L(q_c, \omega)$ для апроксимації функції екстраполяції; обчисленням параметрів функції екстраполяції, яка описує значення $R_L(q_c, \omega)$ в області великих переданих енергій.)

7. Buki A. Yu., **Timchenko I. S.** About absoluteness of data on elastic electron scattering with ^{12}C nucleus // Problems of atomic science and technology. 2007. № 5(48). С. 45–47. (Особистий внесок здобувача: ревізія та коригування даних зарядового формфактора основного стану ядра ^{12}C , що використовуються як «еталонні». Знайдено 3%-ву систематичну похибку в цих даних, що враховано при нормуванні даних вимірювань спектрів $^7\text{Li}(e,e')$, використовуваних у роботі.)
8. **Timchenko I. S.**, Buki A. Yu. Calculation of (e^+,e^-) -pair contribution to the spectra of electrons scattered by nuclei // East Eur. J. Phys. 2015. Vol. 2, №2. С. 38–43. (Особистий внесок здобувача: моделюванням процесу проходження електронів крізь речовину мішені на GEANT-3; участь у розробці методики оптимізації моделювання фотонародження e^+,e^- -пар у мішені; розрахунок величини фону e^- з фотонародження e^+,e^- -пар у мішені для умов вимірювань на ^{208}Pb , які були доступні в літературі; розрахунок величини внеску цього фону в умовах вимірювань спектрів $^7\text{Li}(e,e')$, що використовувалися в роботі.)

*Наукові праці апробаційного характеру (тези доповідей на
наукових конференціях)*

9. Буки А. Ю., Шевченко Н. Г., **Тимченко И. С.** Исследование экстраполяций функций отклика ядер ^2H и ^4He // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : III конф., 28 лютого – 4 березня 2005 р. : тези доп. Харків, 2005. С. 30–31. (Особистий внесок здобувача: дослідження вибору необхідної кількості експериментальних величин поздовжньої функції відгуку $R_L(q_c, \omega)$ для апроксимації функції екстраполяції; обчислення параметрів функції екстраполяції, яка описує значення $R_L(q_c, \omega)$ в області великих переданих енергій.)
10. Буки А. Ю., **Тимченко И. С.** Об абсолютности данных упругого рассеяния электронов на ядре ^{12}C // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : V конф., 26 лютого – 2 березня 2007 р. : тези доп.

Харків, 2007. С. 70. (Особистий внесок здобувача: ревізія та коригування даних зарядового формфактора основного стану ядра ^{12}C , що використовуються як еталонні при нормуванні даних вимірювань спектрів $^7\text{Li}(e,e')$, що використовувалися в роботі.)

11. Буки А. Ю., Шевченко Н. Г., **Тимченко И. С.** Функции отклика ядра ^7Li при переданном 3-импульсе $q = 1.250 \dots 1.625 \text{ фм}^{-1}$ // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : VI конф., 25 – 29 лютого 2008 р. : тези доп. Харків, 2008. С. 84. (Особистий внесок здобувача: автор займався обробкою первинних даних вимірювань спектрів $^7\text{Li}(e,e')$, знаходження експериментальних значень поздовжньої функції відгуку в широкому діапазоні переданих імпульсів за допомогою методу Розенблюта; обчислення значень кулонової суми досліджуваного ядра; участь в аналізі здобутих результатів.)

12. **Тимченко И. С.**, Буки А. Ю. Метод эквивалентного радиатора в радиационной корректировке спектров // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : VIII конф., 16 – 20 березня 2015 р. : тези доп. Харків, 2015. С. 89–90. (Особистий внесок здобувача: розробка програми розрахунку радіаційного хвоста піка пружного розсіювання як у точному підході, так і в наближеному – методі еквівалентного радіатора; проведення розрахунків радіаційного хвоста піка пружного розсіювання для низки ядер у точному та наближеному підходах; участь в аналізі та визначенні меж застосування методу еквівалентного радіатора.)

13. **Тимченко И. С.**, Буки А. Ю. Фон (e^+,e^-) -пар в данных электроядерного эксперимента // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : VIII конф., 16 – 20 березня 2015 р. : тези доп. Харків, 2015. С. 89. (Особистий внесок здобувача: моделюванням процесу проходження електронів крізь речовину мішені на GEANT-3; участь у розробці методики оптимізації моделювання фотонародження e^+,e^- -пар у мішені; розрахунок величини фону e^- з фотонародження e^+,e^- -пар у мішені для умов вимірювань на ^{208}Pb , які були доступні в літературі; розрахунок

величини внеску цього фону в умовах вимірювань спектрів ${}^7\text{Li}(e,e')$, що використовувалися в роботі.)

14. **Тимченко И. С.**, Буки А. Ю. Аномальное поведение кулоновской суммы изотопов лития / Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : XIV конф., 22 – 25 березня 2016 р. : тези доп. Харків, 2016. С. 54. (Особистий внесок здобувача: дослідження залежності КС від переданого імпульсу для ядер ${}^4\text{He}$, ${}^{6,7}\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{48}\text{Ca}$, ${}^{56}\text{Fe}$, знаходження значень переданого імпульсу q_p , при якому кулонова сума досліджуваних ядер виходить на свої постійні значення в межах експериментальних похибок. Участь в аналізі зв'язку знайдених значень q_p з параметром x ступеня кластеризації ядра, в результаті чого було встановлено лінійний зв'язок між величинами q_p та x .)

15. Буки А. Ю., **Тимченко И. С.** Кулоновская энергия ядра ${}^7\text{Li}$ // Фізика високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів : XIV конф., 22 – 25 березня 2016 р. : тези доп. Харків, 2016. С. 53. (Особистий внесок здобувача: дослідження поведінки кулонової суми ядра ${}^7\text{Li}$ від переданого імпульсу при $q \rightarrow 0$, що необхідно для визначення величини кулонової енергії досліджуваного ядра; участь у знаходженні значень кулонової енергії та її складових, а також аналіз здобутих результатів.)

ДОДАТОК Б

**КІНЕМАТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ
СПЕКТРІВ ${}^7\text{Li}(e,e')$, ВИКОРИСТОВУВАНИХ У РОБОТІ**

E_0 , МеВ	θ , град	ω_{max} , МеВ	E_0 , МеВ	θ , град	ω_{max} , МеВ
258.9	34.2°	82	103.7	95°	60
259.1	40.5°	96	103.7	111.5°	70
259.1	47°	110	103.4	160°	72
259.1	53.3°	120	116.1	160°	78
259.0	60.5°	128	128.8	160°	90
259.1	61°	128	142.8	160°	100
259.1	68.5°	132	159.4	160°	115
258.8	77.5°	135	176.4	160°	128
258.8	94.2°	138	203.3	160°	138
160.3	40.5°	68	232.2	160°	138
160.3	49°	70			

Примітка: ω_{max} – величина максимальної енергії, до якої виміряно спектр.